



---

# MASTERARBEIT

---

Herr  
Alexander Kratsch B.Sc.

**Berechnung und  
Untersuchung von diffraktiven  
und refraktiven optischen  
Elementen zur Führung und  
Formung von  
Femtosekunden-  
Laserstrahlung im Zuge der  
Maskenprojektion**

Mittweida, 2013



# **MASTERARBEIT**

---

## **Berechnung und Untersuchung von diffraktiven und refraktiven optischen Elementen zur Führung und Formung von Femtosekunden-Laserstrahlung im Zuge der Maskenprojektion**

Autor:

**Herr**

**Alexander Kratsch**

Studiengang:

**Physikalische Technik**

Seminargruppe:

**PTw11-M**

Erstprüfer:

**Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel**

Zweitprüfer:

**Falko Jahn, M.Sc**

Einreichung:

**Mittweida, 27.01.2014**

Verteidigung/Bewertung:

**Mittweida, 2013**

# MASTERTHESIS

---

## **Computation and analysis of diffractive and refractive optical elements for guidance and shaping of femtosecond- laser radiation in the course of Maskprojection**

author:

**Mr.**

**Alexander Kratsch B.Sc.**

course of studies:

**Physical Engineering**

seminar group:

**PTw11-M**

first examiner:

**Prof. Dr. rer. nat. Steffen Weißmantel**

second examiner:

**Falko Jahn, M.Sc**

submission:

**Mittweida, 27.01.2014**

defence/ evaluation:

**Mittweida, 2013**



## **Bibliografische Beschreibung:**

Kratsch,Alexander:

Berechnung und Untersuchung von diffraktiven und refraktiven optischen Elementen zur Führung und Formung von Femtosekunden-Laserstrahlung im Zuge der Maskenprojektion. 2014. - X, 104, xxx S.

Mittweida, Hochschule Mittweida, Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften, Informatik, Masterarbeit, 2014

## **Referat:**

In dieser Arbeit wird untersucht, inwiefern die Strahlformung von Femtosekunden-laserstrahlung im Zusammenhang mit der Maskenprojektion möglich ist. Es werden die etablierten Strahlformer anhand einheitlicher Kriterien untersucht und bewertet. Zusätzlich werden erste Abtragsversuche durchgeführt, bei denen verschiedene Strahlformer zur Beleuchtung der Maskenebene verwendet werden.



# Inhaltsverzeichnis

<b>Abbildungsverzeichnis.....</b>	<b>III</b>
<b>Tabellenverzeichnis.....</b>	<b>VII</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis.....</b>	<b>VIII</b>
<b>Formelzeichenverzeichnis.....</b>	<b>IX</b>
<b>1 Einleitung.....</b>	<b>1</b>
1.1 Motivation.....	1
1.2 Aufgabenstellung.....	2
1.3 Vorgehensweise.....	2
<b>2 Stand der Technik.....</b>	<b>4</b>
2.1 Strahlformung mittels Blenden und Masken.....	5
2.2 Diffraktive Techniken.....	9
2.2.1 Die Beugungstheorie des Lichtes.....	9
2.2.2 Analytische Lösung für diffraktive Strahlformung: Sattelpunktmethode.....	12
2.2.3. Iterative Lösungen für diffraktive Strahlformung.....	18
2.3 Refraktive Techniken.....	22
2.4 Strahlintegratoren und Diffusoren.....	35
2.4.1 Integratoren.....	35
2.4.2 Optische Diffusoren.....	38
<b>3 Material und Methoden.....</b>	<b>43</b>
3.1 Optische Elemente.....	43
3.2 Messmittel.....	51
3.3 Charakterisierung von Homogenisierungseigenschaften.....	53
3.4 Verwendete Laser.....	58
3.4.1 fs-Laser CLARK MXR 2010 CPA.....	58
3.4.2 Diodenlaser „StingRay“.....	62
<b>4 Ergebnisse und Diskussionen.....</b>	<b>64</b>
4.1 Homogenisierung des Rohstrahls mit konventionellen Mitteln.....	64
4.1.1 Homogenisierung mittels $\pi$ -Shaper.....	65
4.1.2 Homogenisierung mittels Mikrolinsenarrays .....	71
4.1.3 Homogenisierung mittels konstruierter Diffusoren.....	81
4.2 Abbildungs- und Abtragstests mittels Femtosekundenlaser-Maskenprojektion.....	91
4.2.1 Anlagenaufbau.....	91
4.2.2 Maskenprojektion mittels $\pi$ -Shaper.....	93
4.2.2 Maskenprojektion mittels abbildendem Integrator.....	99

<b>5 Zusammenfassung und Ausblick.....</b>	<b>103</b>
--	------------

<b>Literaturverzeichnis.....</b>	<b>i</b>
----------------------------------	----------

<b>Anhang.....</b>	<b>iv</b>
--------------------	-----------

<b>Danksagungen.....</b>	<b>xxix</b>
--------------------------	-------------

<b>Selbständigkeitserklärung.....</b>	<b>xxx</b>
---------------------------------------	------------

# Abbildungsverzeichnis

Abbildung 1: Prinzip der Strahlformung.....	4
Abbildung 2: Prinzip: Strahlformung mit einer Blende.....	5
Abbildung 3: Funktionsweise + Aufbau eines Raumfilters [Newport].....	6
Abbildung 4: Pinholeanordnung mit Mikroskop-Objektiven (erstellt mit Solidworks).....	8
Abbildung 5: Darstellung des Huygenschen Prinzips aus [HUY90].....	9
Abbildung 6: Größen beim Beugungsintegral.....	10
Abbildung 7: Optischer Aufbau für Diffraktive Phasenelemente.....	13
Abbildung 8: Beispielhafter Aufbau eines Homogenisierers mit Aufweiter und komplementärem Phasenelement (erstellt mit Solidworks und Gimp).....	17
Abbildung 9: Optische Antwort des DOEs „M“ simuliert mit Lighttrans VirtualLab 4 [JAH11].	19
Abbildung 10: Optische Antwort des DOEs „Hoschschullogo“ simuliert mit Lighttrans .....	19
Abbildung 11: Binäres Phasenelement, Hersteller: rpc-Photonics.....	19
Abbildung 12: Beugungsbild eines diffraktiven Diffusors von Jenoptic.....	20
Abbildung 13: Strahlenbündel im inhomogenen Medium .....	22
Abbildung 14: Größen bei der Berechnung refraktiver Strahlformer gemäß [KRE69].....	26
Abbildung 15: Verschiedene Aufbauten refraktiver Strahlformer [LIU08].....	29
Abbildung 16: Änderung der Oberflächenfunktion für unterschiedliche Brechzahlen (a) und Abstände der Grenzflächen (b).....	30
Abbildung 17: refraktive Strahlformung bei verschiedenen Eingangsstrahlprofilen.....	31
Abbildung 18: dünne Refraktive Typ 3 Strahlformer für Eingsstrahlradius von 4 mm Ausgangsstrahlradien von 10 mm (a) und 4 mm (b) [ZHA03].....	31
Abbildung 19: Achromatischer Typ 1 Strahlformer (schematisch) [LAS09].....	32
Abbildung 20: Abhängigkeit der Brechkraft für zweilinsige und achromatische Typ 1 Strahlformer [LAS09].....	33
Abbildung 21: Eingangs- und Ausgangsprofil eines achromatischen Typ 1 Strahlformers [LAS09].....	34
Abbildung 22: Linsenarrays aus dem Sortiment verschiedener Hersteller.....	35
Abbildung 23: Aufbau eines diffraktiven Integrators [DIC96].....	35
Abbildung 24: Aufbau eines abbildenden Integrators [DIC96].....	37
Abbildung 25: Oberfläche eines refraktiven optischen Diffusors [DIC96].....	38
Abbildung 26: Doppelsystem: Diffusor – abbildender Integrator [BIC08].....	39
Abbildung 27: Abbildender Integrator ohne (a) und mit (b) rotierendem Diffusor [BIC08].....	39
Abbildung 28: Verteilungen von Mikrolinsendurchmesser und -Krümmungsradien bei einem homogenisierenden Diffusor [MOR03].....	40
Abbildung 29: Vergleich der optischen Antworten von normalem und homogenisierendem Diffusor [MOR03].....	40
Abbildung 30: Oberflächen und optische Antwort verschiedener konstruierter Diffusoren ...	41
Abbildung 31: Größen der verwendeten Linsen.....	43
Abbildung 32: Größen bei Asphären.....	44
Abbildung 33: Größen der Mikrolinsenarrays.....	45

Abbildung 34: Licht-mikroskopische Aufnahme der Diffusoroberfläche.....	46
Abbildung 35: Relative Intensitätsverteilung des Diffusors Eng_Diff.....	46
Abbildung 36: $\pi$ -Shaper 6_6 TiS.....	47
Abbildung 37: Abbildungen bei verschiedenen $\Delta z$ und Quarzglaslinse.....	48
Abbildung 38: Simulation der Abbildung mittels Quarzglaslinse.....	49
Abbildung 39: Daten des Objektivs 4LO.....	49
Abbildung 40: Wabenmaske (Ausschnitt).....	50
Abbildung 41: Pfeilmaske 1.....	50
Abbildung 42: Pfeilmaske 2.....	50
Abbildung 43: CCD-Kamera XC-ES50CE.....	51
Abbildung 44: CCD-Array bei 20x.....	51
Abbildung 45: CCD-Array bei 200x.....	51
Abbildung 46: Elektronenmikroskop JSM 6600.....	52
Abbildung 47: Digitalmikroskop Keyence VHX-100k.....	52
Abbildung 48: Uniformität.....	53
Abbildung 49: Flankensteilheit.....	54
Abbildung 50: Änderung des Eingangsstrahls: Strahlradius (a); Strahlversatz (b).....	55
Abbildung 51: Femtosekundenlaser CPA 2010 MXR.....	58
Abbildung 52: Intensitätsprofil des Rohstrahls von CLARK (aktuell).....	59
Abbildung 53: Rohstrahl CLARK: Querschnitt in x-Richtung 1.....	59
Abbildung 54: Rohstrahl CLARK: Querschnitt in x-Richtung 2.....	59
Abbildung 55: Rohstrahl CLARK: Querschnitt in y-Richtung.....	59
Abbildung 56: Rohstrahl CLARK 17.09.12.....	60
Abbildung 57: Rohstrahl CLARK 19.07.13.....	60
Abbildung 58: Rohstrahl CLARK 12.11.13.....	60
Abbildung 59: Strahlengang der Mikrostrukturierungsanlage.....	61
Abbildung 60: Aufbau einer Vakuumküvette.....	61
Abbildung 61: Diodenlaser StingRay [COH13].....	62
Abbildung 62: Strahlengang zur Vermessung des Strahlprofils von StingRay785.....	62
Abbildung 63: Aufgeweiteter Rohstrahl bei $s = 175$ mm.....	63
Abbildung 64: Aufgeweiteter Rohstrahl bei $s = 1000$ mm.....	63
Abbildung 65: Aufweiter CLARK.....	64
Abbildung 66: Aufweiter StingRay.....	64
Abbildung 67: Schematischer Aufbau zur Untersuchung von Homogenisierern.....	65
Abbildung 68: Strahlengang für die Untersuchung des $\pi$ -Shapers.....	65
Abbildung 69: Leistungsverlust am $\pi$ -Shaper bei Verschiebung in x-Richtung.....	66
Abbildung 70: Apertur des $\pi$ -Shapers.....	66
Abbildung 71: Leistungsverlust am $\pi$ -Shaper in Abhängigkeit der Aufweitung.....	67
Abbildung 72: $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 0,6.....	67
Abbildung 73: $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 1,36.....	67
Abbildung 74: $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 1,8.....	68
Abbildung 75: $\pi$ -Shaper; Verlauf $U(T_a)$ .....	68

Abbildung 76: $\pi$ -Shaper; Verlauf $U_s(T_a)$ .....	68
Abbildung 77: p-Shaper; Verlauf $ml(T_a)$ und $mr(T_a)$ .....	69
Abbildung 78: $\pi$ -Shaper; Querschnitt $A=1,36$ .....	70
Abbildung 79: $\pi$ -Shaper; Querschnitt $A = 1,8$ .....	70
Abbildung 80: $\pi$ -Shaper; Verlauf $U(T_b)$ .....	70
Abbildung 81: $\pi$ -Shaper; Verlauf $U_s(T_b)$ .....	70
Abbildung 82: $\pi$ -Shaper; Verlauf $ml(T_b)$ und $mr(T_b)$ .....	71
Abbildung 83: $\pi$ -Shaper; Profil bei $T_b = 0,31$ .....	71
Abbildung 84: Strahlengang für die Untersuchung eines diffraktiven Integrators.....	72
Abbildung 85: Zielverteilung eines diffraktiven Integrators.....	72
Abbildung 86: Strahlengang für die Untersuchung eines abbildenden Integrators.....	73
Abbildung 87: MLA; Leistungsverlust bei Verschiebung in x-Richtung.....	74
Abbildung 88: MLA; Leistungsverlust in Abh. d. Aufweitung.....	74
Abbildung 89: MLA; Aufweitung = 0,8.....	74
Abbildung 90: MLA; Aufweitung = 0,8 ungeglättet.....	74
Abbildung 91: MLA; Aufweitung=1,36 .....	75
Abbildung 92: MLA; Aufweitung = 1,36 ungeglättet.....	75
Abbildung 93: MLA; Aufweitung = 1,8.....	75
Abbildung 94: MLA; Aufweitung = 1,8 ungeglättet.....	75
Abbildung 95: Größen bei der Berechnung der Abstände der Maxima.....	76
Abbildung 96: Ausschnitt von Abb. 94 mit Data-Cursor.....	76
Abbildung 97: MLA; Verlauf $U_s(T_a)$ .....	77
Abbildung 98: MLA; Verlauf $U(T_a)$ .....	77
Abbildung 99: MLA; Verlauf $mr(T_a)$ und $ml(T_a)$ .....	78
Abbildung 100: MLA; Verlauf $U(T_b)$ .....	78
Abbildung 101: MLA; Verlauf $U_s(T_b)$ .....	78
Abbildung 102: MLA; Verlauf $mr(T_a)$ und $ml(T_b)$ .....	78
Abbildung 103: MLA; Querschnitte der Verteilung in Abb. 94.....	80
Abbildung 104: Strahlengang für die Untersuchung des konstruierten Diffusers.....	81
Abbildung 105: Eng_Diff; Leistungsverlust bei Variation von $s_3$ .....	82
Abbildung 106: Eng_Diff; Entstehung von Aperturverlusten.....	83
Abbildung 107: Eng_Diff; $s_4 = 17$ mm.....	84
Abbildung 108: Eng_Diff; $s_4 = 20$ mm.....	84
Abbildung 109: Eng_Diff; $s_3 = 130$ mm.....	84
Abbildung 110: Eng_Diff; $s_3 = 140$ mm.....	84
Abbildung 111: Eng_Diff; $s_3 = 145$ mm.....	85
Abbildung 112: Eng_Diff; Leistungsverlust bei Verschiebung um $\Delta x$ .....	86
Abbildung 113: Eng_Diff; Leistungsverlust in Abhängigkeit der Aufweitung.....	86
Abbildung 114: Eng_Diff; Aufweitung =2,5.....	87
Abbildung 115: Eng_Diff; Aufweitung = 4.....	87
Abbildung 116: Eng_Diff; Verlauf $U(T_a)$ .....	87
Abbildung 117: Eng_Diff; Verlauf $U_s(T_a)$ .....	87





## Tabellenverzeichnis

Tabelle 1: Polynomkoeffizienten der normierten und approximierten Phasenfunktion.....	16
Tabelle 2: Daten der verwendeten Linsen.....	43
Tabelle 3: Matlab-Methoden zur Berechnung der charakteristischen Größen.....	57
Tabelle 4: Werte des Rohstrahls von CLARK MXR CPA 2010 und idealen TEM00 Profilen.	59
Tabelle 5: Eng_Diff; Leistungen bei $s_3 = 110$ mm und $s_4 = 20$ mm.....	83
Tabelle 6: Eng_Diff; Leistungen bei $s_3 = 110$ mm und $s_4 = 17$ mm.....	83

# Abkürzungsverzeichnis

Zusätzlich zu den im Duden zu findenden Abkürzungen werden folgende weitere verwendet:

CCD	engl.: Charged Couple Device
DMD	engl.: Digital Micromirror Device
DOE	Diffraktives optisches Element
FFT	engl.: Fast Fourier Transformation
FT	Fouriertransformation
FWHM	engl.: Full Width Half Maximum
GSN	engl.: Gaussian Normal Distribution
iFFT	engl.: inverse Fast Fourier Transformation
IFTA	iterativer Fouriertransformations Algorithmus
LED	Leucht Emitter Diode
MLA	Mikrolinsenarray
ND	engl.: Natural Density
NIBE	engl.: Neutral Ion Beam Etching
NIF	National Ignition Facility
SSP	Strahlparameterprodukt

# Formelzeichenverzeichnis

Die Kennzeichnung „...“ fasst die Indizierung mehrfach auftretender ähnlicher physikalischer Größen zusammen. Die Indizierung geht aus dem Text hervor.

A	Fläche
A	Aufweitung
$\alpha, \beta$	Richtungskosinusse
$a_n$	Polynomkoeffizienten
b...	Breite der Subapertur in indizierter Koordinatenrichtung
B	Breite / Durchmesser der Optik
$C_1, C_2$	Normierungsgrößen
d...	Abmessung gemäß Indizierung
D	Brechkraft einer Linse
$\Delta\lambda$	Bandbreite (Wellenlängenbereich)
E...	Elektrische Feldstärke gemäß Indizierung
$\varepsilon$	Brechungswinkel
f...	Brennweite gemäß Indizierung
$\phi$	Phase
$f_{\text{BFL}}$	Hintere Brennweite
$f_p$	Pulsfrequenz
G	Normierungskonstante
$\Gamma$	Zusammengefasste Größe
$\gamma$	Verhältnis zweier Brechzahlen
I	Intensität (Leistungsdichte)
k	Wellenzahl
$\kappa$	Konische Konstante
$\lambda$	Wellenlänge
$\Lambda$	Skalierungsfaktor
$\lambda_{\text{des}}$	Designwellenlänge
$\lambda_m$	mittlere Wellenlänge
$M^2$	Strahlparameterprodukt
m	Flankenanstieg
N	Neigungsfaktor
n	Brechzahl
v	Abbezahl
$N_F$	Fresnelzahl
p	Gitterperiode
P...	Leistung gemäß Indizierung
$P_{\text{av}}$	mittlere Strahlleistung
$\theta$	Öffnungswinkel

$\Theta_q$	Winkel zw. Quelle und Blendennormale
$\Theta$	Beugungswinkel
$r$	radiale Zylinderkoordinate
$R$	Krümmungsradius im Scheitelpunkt der Oberfläche
$r_B$	Radius einer kreisförmigen Blende
	Hilfskoordinate
$\rho_n$	Beugungswinkel
$Q_{\dots}$	Abstand gemäß Indizierung
$S$	Breite der Ausgangsverteilung
$t$	Strecke
$T_a$	relative Änderung des Strahlradius
$T_b$	relative Verschiebung des Strahlschwerpunktes
$\tau_p$	Pulsdauer
$u$	Hilfsgröße
$U$	maximale Abweichung
$U_s$	mittlere Abweichung
$w$	Strahlradius gemäß Indizierung
$w_0$	Tailenradius
$w_{86}$	gaußscher Radius
$w_{FWHM}$	Strahlradius auf halber Höhe des Maximums
$\omega_x, \omega_y$	Koordinaten im Frequenzraum
$\xi, \eta$	normierte Koordinaten in der Eingangsebene
$x, y, z$	kartesische Koordinaten

# 1 Einleitung

## 1.1 Motivation

Im Zuge der fortschreitenden Miniaturisierung wurde eine große Palette an Verfahren entwickelt, um den stetig wachsenden Anforderungen im Bereich der Mikrostrukturierung gerecht zu werden. Ein Aspekt davon sind Abtragsverfahren mittels Laser. Diese zeichnen sich durch berührungslose, fast chemikalienfreie und flexible Bearbeitung verschiedenster Materialien aus.

Kleinstmögliche Strukturen im Bereich der Beugungsbegrenzung sind unter anderem mit dem Verfahren der Maskenprojektion zu erzielen. Dabei wird eine Maske durch den Laserstrahl beleuchtet und durch ein Objektiv verkleinert auf dem zu bearbeitenden Substrat abgebildet. Durch die hohe Photonendichte wird genügend Energie ins Material übertragen, sodass die Bindungsenergie der Atome überwunden wird und Material in Form der Maskenkontur ablatiert. Hier am Institut wurde vor allem die Maskenprojektion mittels Excimerlaser untersucht, wobei gute Ergebnisse erzielt werden konnten [BER09] [BÖT06]. Durch die hohen Photonenenergien eignet sich deren Strahlung besonders gut für die Bearbeitung von Materialien mit großer Energiebandlücke.

Durch Pulsdauern im Nanosekunden-Bereich jedoch, sind Excimerlaser weniger gut zur Bearbeitung von Metallen und Halbleitern geeignet, da deren Abtragskontur große Mengen an Debris und Aufwürfen aufweist. Scharfe Kanten und saubere Konturen können hier mit Hilfe von Femtosekundenlasern erzielt werden, da sich durch die kurze Pulsdauer so gut wie keine wärmebeeinflusste Zone ausbildet. Zudem können, dank Multiphotonen-absorption, ebenfalls Nichtleiter bearbeitet werden.

Ziel ist es nun, eine Anlage zu konzipieren, mit deren Hilfe Femtosekundenlaser-maskenprojektion möglich ist. Eines der zentralen Themen ist hierbei, neben der Abbildungsqualität des Objektivs, die Strahlformung, da Festkörperlaser in der Regel kein Top-Hat-Profil besitzen. Homogen ausgeleuchtete Masken gewährleisten einen gleichmäßigen Abtrag innerhalb der gesamten Maskenkontur. Zusätzlich erhöht Strahlformung die Energieeffizienz der gesamten Anlage, da die auslaufenden Enden der Rohstrahlprofile nicht ausgeblendet werden müssen.

Auf dem Markt haben sich im Laufe der letzten Jahre einige Strahlformer etabliert. Diese sollen nun im Zuge dieser Arbeit anhand einheitlicher Kriterien verglichen und hinsichtlich ihrer Eignung für Femtosekundenlaserstrahlung bewertet werden.

## 1.2 Aufgabenstellung

Ziel ist das Einbringen von Mikrostrukturen mittels Femtosekundenlaserstrahlen in Festkörperoberflächen, insbesondere Metalle und Halbleiter. Dazu soll das Verfahren der Maskenprojektion verwendet werden. Es soll untersucht werden, wie der Strahlengang zu diesem Zweck mit diffraktiven und/oder refraktiven optischen Elementen optimiert werden kann.

Für die Optimierung sollen die erreichbaren Strukturgrößen in der Abbildungsebene bei der Grundwellenlänge des Femtosekundenlasers und die Homogenität des Strahlprofils in der Maskenebene berücksichtigt werden. Dabei ist der Verlust von Strahlleistung an optischen Komponenten zu vermeiden.

Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf der Charakterisierung der am weitesten verbreiteten Strahlformer und der Untersuchung ihrer Eignung im Zusammenhang mit der Femtosekundenlasermaskenprojektion. Zum tieferen Verständnis werden die hinter den jeweiligen Strahlformern stehenden Theorien auch näher beschrieben. Die erzeugten Strahlprofile sollen eine Maske beleuchten, oder wenn möglich direkt zur Mikrostrukturierung verwendet werden. Die erzeugten Mikrostrukturen sollen hinsichtlich Detailgenauigkeit und Abbildungsqualität untersucht werden.

## 1.3 Vorgehensweise

Die vorliegende Arbeit beschreibt die schrittweise Erfüllung der genannten Aufgaben bis hin zur Erzeugung erster Teststrukturen. Hauptaugenmerk dieser Arbeit liegt auf den Methoden der Strahlformung. Es handelt sich dabei um Lösungen, die in der Form bereits von namhaften Optikherstellern angeboten werden. Für jede Methode sollen die mathematischen Grundlagen zur Berechnung und Evaluierung dargestellt werden. Es werden die Eigenheiten, Vor- und Nachteile und Anwendungsmöglichkeiten beschrieben.

Anschließend werden die Mikrostrukturierungsanlage, die konkreten Optiken und Strahlengänge vorgestellt. An dieser Stelle werden auch die Methoden zur Untersuchung homogener Strahlprofile und die damit verbundenen charakteristischen Größen vorgestellt. Hauptaugenmerk soll dabei auf dem Einfluss von Änderungen des Rohstrahlprofils auf die charakteristischen Größen liegen, um Rückschlüsse auf die Anwendbarkeit der Homogenisierer auf verschiedene Bearbeitungsaufgaben und deren Effektivität zu ermöglichen. Zusätzlich werden Versuche an der Mikrostrukturierungsanlage

durchgeführt. Es wird sowohl das durch Strahlformer modifizierte Strahlprofil als auch das Abtragsverhalten mit diesen untersucht.

Alle Ergebnisse werden im letzten Kapitel zusammengefasst. Zusätzlich wird ein kleiner Ausblick auf mögliche Weiterentwicklungen gegeben.

## 2 Stand der Technik

In diesem Kapitel werden die gebräuchlichsten Mittel der Strahlformung vorgestellt. Die Komponenten können von diversen Optikherstellern erworben werden. Neben den jeweiligen Vor- und Nachteilen der verschiedenen Optiken und den sich daraus ergebenden Anwendungsgebieten werden im zugehörigem Abschnitt auch die Berechnungsmethoden vorgestellt. Es handelt sich dabei um Vorgehensweisen, wie sie der Fachliteratur entnommen werden können. Ob die Firmen diese weiterentwickelt haben oder eigene Methoden verwenden, ist schwer festzustellen, da sich diese nicht in die Karten schauen lassen. Die Formung eines Laserstrahls kann schematisch folgendermaßen dargestellt werden:

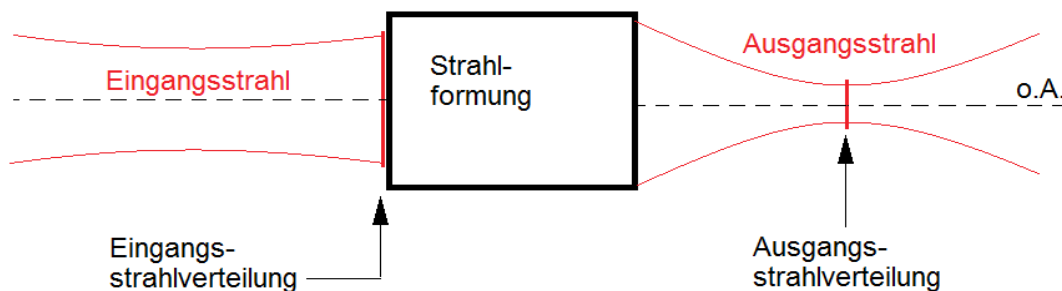


Abbildung 1: Prinzip der Strahlformung

wobei die Strahlformung selbst mit ein oder mehreren optischen Komponenten geschieht. Bei vielen Berechnungen ist die Eingangsverteilung von entscheidender Bedeutung. Hier und im Folgenden soll darunter die Feldstärke- oder Intensitätsverteilung des Eingangsstrahls bei der Position der ersten optischen Komponenten des Strahlformers verstanden werden. Die Ausgangsstrahlverteilung oder Zielverteilung entsteht an einem Punkt außerhalb des Formers auf der optischen Achse im Ausgangsstrahl. Die Position der Zielverteilung wird in den meisten Quellen als Zielebene (engl.: target plane) bezeichnet. Wie groß dieser Bereich dieser Zielverteilung ist, hängt von den Strahleigenschaften ab. Die optischen Achsen von Eingangs- und Ausgangsstrahl müssen zudem nicht coaxial sein.



## 2.1 Strahlformung mittels Blenden und Masken

Die einfachste Art der Strahlformung ist, die unerwünschten Strahlanteile auszublenden. Möchte man beispielsweise ein möglichst homogenes Strahlprofil, wird nur der Bereich mit tolerierbarer Intensitätsänderung von der Blende eingeschlossen.

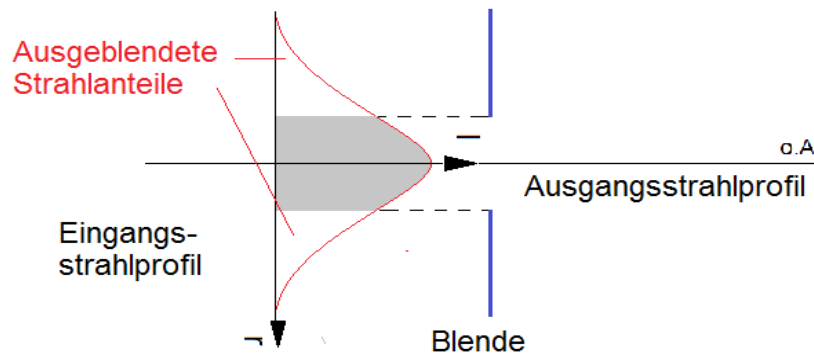


Abbildung 2: Prinzip: Strahlformung mit einer Blende

Bei einem rotationssymmetrischen Gaußstrahl muss die Öffnung der Blende um so schmaler sein, je homogener die Zielverteilung sein soll. Tatsächlich handelt es sich bei den Masken, wie sie für Photolithographie oder Mikrostrukturierung mittels Maskenprojektion verwendet werden, auch um Blenden, nur dass diese oft eine komplexere Kontur besitzen. Ähnlich wie im in Abb. 2 dargestellten Fall der Homogenisierung, formen Masken den einfallenden Strahl auch in die gewünschte Ausgangsverteilung. Beiden Varianten ist gemein, dass sie nur Einfluss auf die Amplitude der Zielverteilung nehmen und die Masken- oder Blendenkontur die des geformten Strahlprofils ist. Um die Ausbreitung des Strahls nach der Blende zu bestimmen, müssen die Gleichungen der Wellenoptik herangezogen werden, da hier Beugungseffekte auftreten.

Der Vorteil dieser Art von Strahlformung besteht darin, dass sie sehr einfach umzusetzen und sehr billig ist. Sie kann überall da eingesetzt werden, wo der Verlust von Strahlleistung in Kauf genommen werden kann und die Inhomogenitäten der entstehenden Zielverteilung vernachlässigbar bleibt. Zusätzlich sind Masken und Blenden relativ unempfindlich gegenüber Lagetoleranzen, sodass sich Systeme mit austauschbaren Masken anbieten.

Eine weitere Möglichkeit der nicht verlustfreien Strahlformung mit Blenden sind sogenannte Raumfilter. Sie werden verwendet, um Strahlen mit möglichst ebenen Wellenfronten bzw. kleinem Strahlparameterprodukt (SPP oder  $M^2$ ) zu erzeugen. Es ist bekannt, dass die Fläche, auf die ein Strahl fokussiert werden kann, um so kleiner wird, je kleiner das SSP ist. Gaußstrahlen besitzen die höchste Fokussierbarkeit, ihre Ausbreitung ist beugungsbegrenzt und ihr SSP ist 1. Das bedeutet, es ist bei gegebener Wellenlänge und halbem Öffnungswinkel unmöglich, einen Strahlprofil so zu verändern, dass seine Leistung auf einer

kleineren Fläche gebündelt werden könnte als bei einem Gaußstrahl. Ein Umstand, der bei Raumfiltern ausgenutzt wird. Sie kommen vor allem da zum Einsatz, wo eine hohe Strahlgüte benötigt wird, etwa zur Erzeugung ebener Wellenfronten in der Holographie oder für hohe Fokussierbarkeit bei der optischen Datenverarbeitung.

Das Funktionsprinzip besteht darin, dass eine kreisförmige Blende im Fokus eines Laserstrahls alle Intensitätsanteile ab einem bestimmten Radius  $r_B$  ausblendet. Dadurch werden schlecht fokussierbare Störungen des Strahlprofils beseitigt. Diese können durch Verunreinigungen, etwa Staub, im Strahlengang oder Inhomogenitäten der Optiken entstehen. In manchen Quellen spricht man in dem Zusammenhang auch von Strahlreinigung. Die mathematische Beschreibung erfolgt über die Fourieroptik. Es lässt sich beweisen, dass im Fokus einer reell abbildenden Optik die Fouriertransformierte der Feldstärkeverteilung in der Eintrittspupille entsteht, weshalb man in dem Zusammenhang auch von der „Fourierebene“ spricht. Für den Beweis sei an dieser Stelle auf die Quellen [DIC00] und [PED02] verwiesen. Zum Verständnis der Funktionsweise eines Raumfilters sind die Raumfrequenzen entscheidend, diese werden berechnet mit.

$$\omega_x = \frac{k}{f} \cdot x \quad [1.1] \quad \text{und} \quad \omega_y = \frac{k}{f} \cdot y \quad [1.2],$$

wobei  $k$  die Wellenzahl ist, und  $f$  die Brennweite. Typischerweise wird für einen Raumfilter folgender Aufbau realisiert:

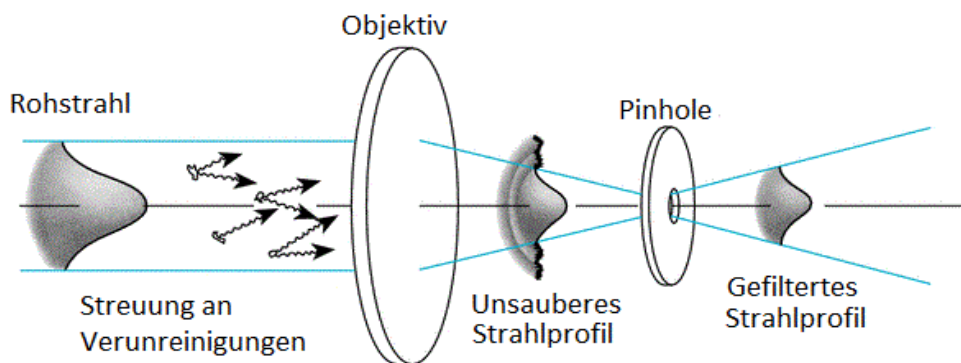


Abbildung 3: Funktionsweise + Aufbau eines Raumfilters [Newport]

Zur Fokussierung der Strahlen können sphärische Linsen, Asphären oder mehrlinsige Objektive verwendet werden. Zur Dimensionierung des Systems kann folgende Rechnung durchgeführt werden: Der Strahlradius im Fokus berechnet sich mit:

$$w_0 = \frac{M^2 \cdot \lambda}{\Theta \cdot \pi} \quad [1.3]$$

Bei einem  $M^2$  von 1 und einer Brennweite von  $f$  wird [1.3] zu:

$$w_0 = \frac{\lambda}{\arctan\left(\frac{w_1}{f}\right) \cdot \pi} \quad [1.4]$$

wobei  $w_1$  der Strahldurchmesser am Eingang der Optik ist und  $w_0$  der im Fokus. Der Radius der Blende liegt im Bereich des ein- bis dreifachen des Tailenradius im Fokus. In diesem Bereich muss ein Optimum zwischen Verlust an Strahlleistung und Filterung störender Raumfrequenzen gefunden werden. Der Optik und Laborbedarfvertrieb Newport Co. empfiehlt einen Radius von  $r_B = \lambda f / 2w_1$ , damit werden gemäß [1.1] und [1.2] alle Raumfrequenzen

$$\omega \leq \frac{2\pi}{\lambda f} \cdot \frac{f\lambda}{2w_0} = \frac{\pi}{w_0} \quad [1.5]$$

beseitigt. Wird die paraxiale Näherung für den Arkustangens in [1.4] verwendet, beträgt das Verhältnis zwischen  $w_0$  und  $r_B$ :

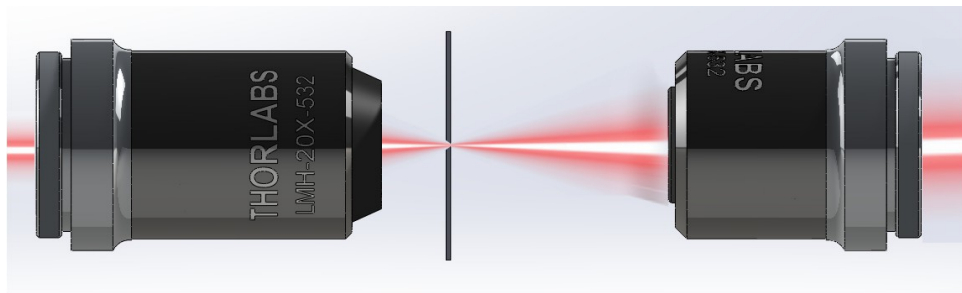
$$\frac{w_0}{r_B} \approx \frac{\frac{f\lambda}{w_1\pi}}{\frac{f\lambda}{2w_1}} = \frac{2}{\pi} \quad [1.6]$$

Das Verhältnis der Strahlleistungen vor und hinter der Blende beträgt für einen ideal gaußförmigen Strahl:

$$\frac{P_{out}}{P_{in}} = 1 - e^{\frac{-2r_B^2}{w_0^2}} \quad [1.7]$$

dies würde für das in [1.6] angegebene Verhältnis bedeuten, dass bei einem idealen Gaußstrahl 99,3% der Leistung durch das Pinhole treten würden. Formel [1.7] gibt somit den Mindestverlust an Strahlleistung am Raumfilter an.

Des Weiteren geht aus den Formeln für die Raumfrequenzen ([1.1] und [1.2]) und dem Tailenradius im Fokus [1.4] hervor, dass die Trennung zwischen Gaußschem Strahlprofil und störenden Raumfrequenzen mit abnehmender Brennweite um so deutlicher ist. Zur Fokussierung werden daher häufig Mikroskopobjektive verwendet. Soll der Strahl anschließend wieder kollimiert werden, muss ein afokales System realisiert werden. Dieses kann auch gleichzeitig dazu dienen, den Strahl aufzuweiten.



*Abbildung 4: Pinholeanordnung mit Mikroskop-Objektiven (erstellt mit Solidworks)*

Raumfilter stellen eine schnelle und kostengünstige Variante der Strahlformung dar. Sie können überall da verwendet werden, wo ein sauberes gaußsches Strahlprofil, ebene Wellenfronten oder hohe Fokussierbarkeit gefordert werden. Der Nachteil ist schon im Funktionsprinzip zu finden. Da sich die Blende bzw. das Pinhole im Fokus des Strahls befindet, entstehen hier die höchsten Leistungsdichten im Strahlengang. Bei Lasern, die für die Materialbearbeitung, wie etwa schneiden, schweißen oder Mikrostrukturierung verwendet werden, können auch schon die 0,7% der Spitzenintensität des obigen Beispiels zu einer Beschädigung des Pinholes führen, womit die Wirksamkeit des Raumfilters nicht mehr gegeben ist. Eine Möglichkeit, dem entgegen zu wirken ist, die Brennweite zu erhöhen und somit auch den Strahldurchmesser in der Brennebene oder alternativ den Eingangsstrahldurchmesser zu  $w_1$  verkleinern. Beides hätte den Nachteil, dass eine schlechtere Trennung zwischen Störung und gaußschem Strahlprofil stattfindet.

Eine weitere Möglichkeit ist die Verwendung von reflektierenden oder refraktiven Raumfiltern, die die Störstrahlung in eine Strahlfalle ablenken, so beschrieben beispielsweise im Patent [COO01]. Die Wirksamkeit solcher Raumfilter wurde zudem auch am NIF, einer experimentellen Versuchsanlage für Kernfusion durch Trägheitseinschluss, bewiesen [MUR98].

## 2.2 Diffraktive Techniken

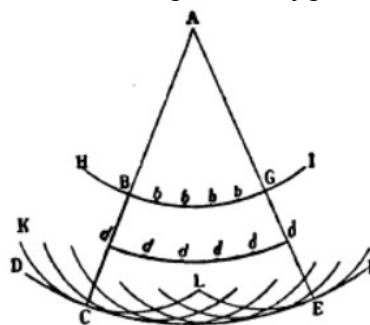
Unter Diffraction versteht man in der Physik die Beugung von Wellen, ein Effekt, der natürlich auch bei elektromagnetischen Wellen auftritt. Es gibt heute schon einige Hersteller von optischen Elementen, deren Wirkung darauf beruht. In diesem Zusammenhang trifft man oft auf die Abkürzung DOE (Abk.: Diffraktives optisches Element). Stellt die Beugung in der geometrischen oder newtonschen Optik noch die physikalische Grenze für das Auflösungsvermögen eines optischen Systems dar, so wären DOEs ohne diese Erscheinung nicht möglich.

Die Feinheiten der geometrischen Optik und die Beugungsbegrenzung sollen nicht Gegenstand dieser Arbeit sein. Zu diesem Thema sei an der Stelle auf die Fachliteratur verwiesen ([MAL04] [SMI00] [PED02]). In diesem Kapitel soll zunächst die Beugungstheorie des Lichtes vorgestellt werden, dass sie die mathematischen Grundlagen zur Berechnung diffraktiver optischer Elemente enthält. Anschließend werden einige Bauformen vorgestellt, deren Verwendungsmöglichkeiten und deren Vor- und Nachteile.

### 2.2.1 Die Beugungstheorie des Lichtes

Diese 1690 von HUYGENS in „*Traité de la lumière*“ (dt.: „Abhandlung über das Licht“) veröffentlichte Theorie geht davon aus, dass jeder Punkt einer Lichtquelle der Ausgangspunkt einer Elementarwelle ist. Die Einhüllende aller Elementarwellen beschreibt die Form der Wellenfront [HUY90].

Abbildung 5: Darstellung des Huygensschen Prinzips



aus [HUY90]

1818 erweiterte Augustin Jean Fresnel diese Theorie um das Prinzip der Superposition, nach der sich Elementarwellen auch auslöschen können. Außerdem führte er die

Richtungsfunktion ein, die die Elementarwellen nach ihrer Abstrahlrichtung wichtet. Gustav Robert Kirchhoff (1824 - 1887) gelang eine exaktere mathematische Beschreibung mit dem HUYGENS-KIRCHHOFFSchen Beugungsintegral, welches aus einem Randwertproblem der elektromagnetischen Wellengleichung hergeleitet wurde.

Hier die wichtigsten Größen des Beugungsintegrals:

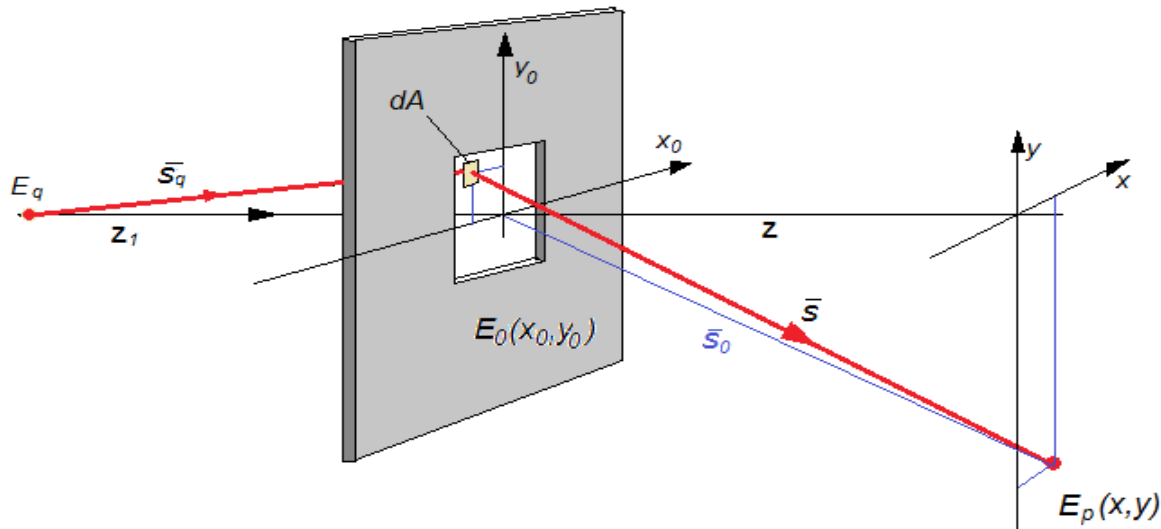


Abbildung 6: Größen beim Beugungsintegral

Der Index 0 deutet auf Größen in der Blendenebene hin. Auf eine exakte Herleitung der verschiedenen Näherungen des Integrals soll an dieser Stelle verzichtet werden. Dazu sei auf die Quellen [PED02], [TRÄ07] und [LIP97] verwiesen. Wird von der Quellfeldstärke  $E_q$  ausgegangen, wird das vollständige **HUYGENS-KIRCHHOFFSchen-Beugungsintegral** in folgender Form verwendet [PED02]:

$$E(x, y) = \frac{-i \cdot n \cdot E_q}{\lambda} \int_A \frac{f(x_0, y_0)}{s_q s} \cdot e^{ik(s_q + s)} \cdot N \cdot dA \quad [2.1]$$

Die Funktion  $f$  enthält hierbei die Information über die Blende, wobei es sich um einen Phasen- und/oder Amplitudenfaktor für die Feldstärke in der Blendenebene handelt. Bei diesem Ausdruck werden keinerlei Näherungen verwendet, wodurch er auch im Nahbereich der Blende verwendet werden kann.  $N$  ist der Neigungsfaktor, dieser wird in [LIP97] angegeben mit :

$$N(\Theta_q, \Theta) = \frac{\cos \Theta_q + \cos \Theta}{2} \quad [2.2]$$

wobei  $\Theta_q$  der Winkel zwischen der Quelle  $E_q$  und der Normalen der Blende ist. In den meisten Fällen wird davon ausgegangen, dass  $\Theta_q$  Null ist. Für das **FRESNELSchen Beugungsintegral** wird dieser für kleine Winkel  $\Theta$  auf eins gesetzt. Zusätzlich werden,

außerhalb des Phasenterms, die euklidischen Längen  $s$  und  $s_q$  jeweils mit  $z$  und  $z_1$  angenähert. Im Phasenterm des Integrals wird der entsprechende Wurzelausdruck durch eine Taylorreihe approximiert. Es entsteht:

$$E(x, y) = \frac{-i n \cdot E_q}{\lambda \cdot z \cdot z_1} \cdot e^{ik(z+z_1+\frac{x^2+y^2}{2z})} \cdot \iint_A f(x_0, y_0) \cdot e^{ik(\frac{x_0^2+y_0^2}{2z_1})} \cdot e^{ik(\frac{x_0^2+y_0^2-2(xx_0+yy_0)}{2z})} dx_0 dy_0 \quad [2.3]$$

Im Fernfeldbereich können zusätzliche Näherungen gemacht werden. Zunächst wird folgendes angenommen:  $z_1 \gg x_0 + y_0$  und  $z \gg x_0 + y_0$ . Zusätzlich werden die Richtungskosinusse

$$\tan(\alpha) = \frac{x}{z} \approx \alpha \quad [2.4a] \quad \text{und} \quad \tan(\beta) = \frac{y}{z} \approx \beta \quad [2.4b]$$

verwendet. In [2.3] eingesetzt entsteht das **FRAUNHOFERSchen Beugungsintegral**:

$$E(x, y) = \frac{-i n \cdot E_q}{\lambda \cdot z} \cdot e^{ik(z+\frac{x^2+y^2}{2z})} \cdot \iint_A f(x_0, y_0) \cdot e^{-ik(\alpha x_0 + \beta y_0)} dx_0 dy_0 \quad [2.5]$$

Wird  $z = f$  gesetzt, wobei  $f$  die Brennweite einer Linse ist und der Phasenterm  $e^{-ik(x^2+y^2)/2f}$  in [2.3] eingefügt, entsteht ein ähnliches Integral:

$$E(x, y, z=f) = \frac{-i n}{\lambda \cdot f} \cdot e^{ik(f+\frac{x^2+y^2}{2f})} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} E_0(x_0, y_0) e^{-ik(x \cdot x_0 + y \cdot y_0)/f} dx_0 dy_0, \quad [2.6]$$

wobei  $E_0$  die Feldstärkeverteilung in der Apertur der Linse ist. In beiden Fällen beschreibt der Integralausdruck eine Fouriertransformation der Blendenfunktion. Dieser Umstand erlaubt eine sehr schnelle Berechnung von Beugungserscheinungen im Fernfeld über die Fast Fourier Transformation (FFT). Wie alle Näherungen in der Physik besitzen auch die beiden oben genannten ihren Gültigkeitsbereich und ebenso wie für die Herleitung der Beugungsintegrale findet man auch hierfür verschiedene Angaben. In [PED02] wird eine Fresnel-Zahl definiert, diese ist:

$$N_F = \frac{A}{\lambda \cdot z} \quad [2.7]$$

wobei  $A$  die Fläche der Apertur ist, über welche integriert wird. Es wird angegeben, dass für einen Bereich von  $10^{-2} < N_F < 10^2$  die FRESNEL-Näherung und für  $N_F < 10^{-2}$  die FRAUNHOFER-Näherung des Beugungsintegrals verwendet werden kann. Dabei handelt es sich natürlich nicht um scharfe Grenzen, aber für eine Abschätzung, ob eine bestimmte Näherung verwendet werden kann, ist es ausreichend. Dies würde bei einer Blendengröße von

1 x 1 mm und einer Wellenlänge von 550 nm bedeuten, dass ab einer Entfernung von ungefähr 200 mm die FRAUNHOFER-Näherung verwendet werden kann. Wäre die Blendenöffnung 5 x 5 mm groß, vergrößert sich diese auf etwa 4,5 m.

### Erweiterungen der Theorie:

Die Fouriertransformation ist definiert als [BUT03]:

$$\text{Eindimensional:} \quad F(\omega) = F\{f(x)\} = \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{-i(\omega x)} dx \quad [3.1a]$$

$$\text{Zweidimensional:} \quad F(\omega_x, \omega_y) = F\{f(x, y)\} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)} dx dy \quad [3.1b]$$

In manchen Quellen wird bei den  $\omega_y, \omega_x$ -Koordinaten vom Fourierraum oder Frequenzraum gesprochen. Die Umkehroperation wird als **inverse Fouriertransformation** bezeichnet und wird auf folgende Weise durchgeführt:

$$\text{Eindimensional:} \quad f(x) = F^{-1}\{F(\omega)\} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{i(\omega x)} d\omega \quad [3.2a]$$

*Zweidimensional:*

$$f(x, y) = F^{-1}\{F(\omega_x, \omega_y)\} = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega_x, \omega_y) e^{-i(\omega_x x + \omega_y y)} d\omega_x d\omega_y \quad [3.2b]$$

Auf die mathematischen Besonderheiten, die aus dieser Koordinatentransformation und den Frequenzräumen hervorgehen, wie etwa Faltungssatz, PARZEVALSches Theorem, und Unschärferelationen soll an dieser Stelle nicht eingegangen werden, da sie im Zuge dieser Arbeit nicht zielführend sind.

### **2.2.2 Analytische Lösung für diffraktive Strahlformung: Sattelpunktmethode**

Die nun vorgestellten Lösungen diffraktiver Strahlformung sind in [DIC00] ausführlich beschrieben. Hier sollen nur die Herleitung und die Ergebnisse vorgestellt werden. Bei der Lösung eines konkreten physikalischen Problems lohnt es sich immer, mit normierten Größen und Koordinaten zu arbeiten. So kann das erhaltene Ergebnis für ähnliche Probleme skaliert werden, ohne die aufwendige Rechnung erneut durchzuführen. Es werden folgende Normierungen durchgeführt:

$$\text{Eingangsebene:} \quad \xi = \frac{x_0}{C_1} \quad [4.1a] \quad \text{und} \quad \eta = \frac{y_0}{C_1} \quad [4.1b]$$

$$\text{Zielebene:} \quad \omega_x = \frac{x}{C_2} \quad [4.2a] \quad \text{und} \quad \omega_y = \frac{y}{C_2} \quad [4.2b]$$



Theoretisch können  $C_1$  und  $C_2$  willkürlich festgelegte Längen in der Ziel- und Eingangsebene sein. Es zeigt sich aber, dass es vorteilhafter ist, für  $C_1$  den Strahlradius eines Gaußstrahls und für  $C_2$  die Halbwertsbreite des Ausgangsstrahls festzulegen. Die anschließende Rechnung kann durch Einführung eines weiteren Faktors zusätzlich vereinfacht werden. Es wird folgendes definiert:

$$\Gamma = \frac{2\pi \cdot C_1 \cdot C_2}{\lambda f} \quad [4.3]$$

$k$  ist die Wellenzahl und  $f$  ist die Brennweite einer Linse. Diese wird auch als Transformationselement bezeichnet, da ihre Aufgabe ist, die durch ein Phasenelement modifizierte Eingangsfeldstärke in den Frequenzraum zu übertragen. Dadurch ergibt sich für den Strahlformer folgender optischer Aufbau:

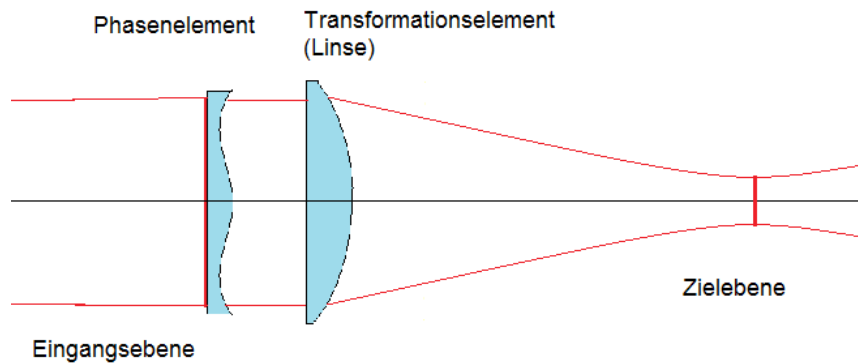


Abbildung 7: Optischer Aufbau für Diffraktive Phasenelemente

Die Zielebene befindet sich bei der Brennweite der Linse. Setzt man [4.1], [4.2] und [4.3] in [2.6] ein, um die Feldstärkeverteilung in der Fourierebene der Linse zu berechnen, ergibt sich:

$$F(\omega_x, \omega_y) = \frac{1}{2\pi} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\xi, \eta) \cdot e^{i\Gamma(\varphi(\xi, \eta) - \xi\omega_x - \eta\omega_y)} d\xi d\eta \quad [4.4]$$

Wobei hier von ebenen Wellenfronten in der Eingangsebene ausgegangen wird. Damit enthält  $f(\xi, \eta)$  die Eingangsverteilung und  $\phi(\xi, \eta)$  die Phasenverteilung, welche durch das Phasenelement hervorgerufen wird. Das Ziel ist es, dass  $|F(\omega_x, \omega_y)|^2$  die gewünschte Intensitätsverteilung in der Zielebene angibt. Eine Voraussetzung dafür, dass eine Lösung gefunden werden kann ist, dass die Eingangsverteilung mit  $f$  analytisch beschrieben werden kann. Ein Integral der Form

$$I(\beta) = \int_a^b f(x) e^{i\beta \varphi(x)} dx \quad [4.5]$$

kann mit der Sattelpunktmethode gelöst werden. Sie stammt ursprünglich von Pierre Simon de Laplace (1774). In englischen Quellen spricht man auch von der *method of stationary phase* (dt.: Methode stationärer Phase) [STA86] [BLE84]. Kern der Methode ist eine Taylorentwicklung des Ausdrucks  $\phi(x)$  um einen Wert  $x_c$ , für welchen gilt:

$$\varphi'(x_c) = 0 \quad \text{und} \quad \varphi''(x_c) \neq 0 \quad [4.6]$$

wobei Oberstriche die Ableitung nach  $x$  anzeigen. Dies würde zum Beispiel im Maximum der gaußschen Glockenkurve zutreffen. Die Taylorreihenentwicklung wird nach dem zweiten Glied abgebrochen und die Integration ausgeführt. Es entsteht der Ausdruck:

$$I_c(\Gamma) \approx e^{i(\Gamma\varphi(x_c) + \frac{\pi}{4}\text{sign } \varphi''(x_c))} \cdot f(x_c) \cdot \sqrt{\frac{2\pi}{\Gamma \cdot |\varphi''(x_c)|}} \quad [4.7]$$

Die so entstandene Differentialgleichung zweiter Ordnung muss nun für  $f(x_c)$  gelöst werden, wobei  $|I_c(\Gamma)|^2$  die gewünschte Intensitätsverteilung in der Zielebene beschreiben würde. Es fällt auf, dass [4.4] dasselbe Problem beschreibt wie [4.5], wenn die Koordinaten  $\xi$  und  $\eta$  trennbar sind und die Integration somit getrennt durchgeführt werden kann. Diese Trennung der Variablen ist für Strahlformungsprobleme von gaußschen Strahlprofilen zu runden oder rechteckigen Flat-Top-Profilen möglich. DICKEY und HOLSWADE geben in [DIC00] folgende Lösungen für die Formung eines runden gaußförmigen Eingangsstrahls für  $\phi(\xi)$  an:

Für rechteckige Strahlprofile:

$$\varphi(\xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \text{erf}(\xi) + e^{-\xi^2} - 0,5 \quad [4.8]$$

Wobei  $\xi$  auf folgende Weise skaliert ist:

$$\xi = \frac{\sqrt{2}x}{w_{86}} \quad [4.9a] \quad \text{bzw.} \quad \xi = \frac{\sqrt{2}y}{w_{86}} \quad [4.9b]$$

Wobei  $w_{86}$  den gaußschen Radius der elektrischen Feldstärke angibt. So ist es auch möglich, runde und elliptische Strahlprofile zu rechteckigen zu formen, da der Strahlradius in Eingangs- und Ausgangsebene unterschiedliche Abmessungen haben kann und die Lösung koordinatenunabhängig ist. Für runde Flat-Top-Profile wird Folgendes angegeben:

$$\varphi(\xi) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \int_0^\xi \sqrt{1 - e^{-\varrho^2}} d\varrho \quad [4.10]$$

Wobei folgende Normierung gilt:

$$\xi = \frac{\sqrt{2}r}{w_{86}} \quad [4.11]$$

in ebenen Zylinderkoordinaten. Eingangs- und Ausgangsstrahlprofil müssen in jedem Fall rotationssymmetrisch sein. Der Parameter  $\Gamma$  der beiden Lösungen [4.8] und [4.10] muss folgende Form haben

$$\Gamma = \frac{4\sqrt{2}\pi w_{86} w_{FWHM}}{f\lambda} \quad [4.12]$$

um eine mathematisch konsistente Lösung zu erhalten, wobei  $2w_{FWHM}$  die Halbwertsbreite des Ausgangsstrahlprofils ist. Zusätzlich wird davon ausgegangen, dass das Eingangsstrahlprofil rotationssymmetrisch ist. Die Gesamtphase  $\Phi_{ges}$ , die durch das Formungselement hervorgerufen wird, muss ausgehend von [4.4] mit:

$$\begin{aligned} \text{Runde Ausgangsprofile:} \quad & \Phi_{ges} = \Gamma \cdot \varphi(\xi) \\ \text{Rechteckige Ausgangsprofile} \quad & \Phi_{ges} = \Gamma_x \cdot \varphi_x(\xi) + \Gamma_y \cdot \varphi_y(\xi) \end{aligned} \quad [4.13]$$

berechnet werden, wobei die Phasenfunktionen  $\phi_x$  und  $\phi_y$  wieder unabhängig voneinander bestimmt werden können, eben so wie  $\Gamma_x$  und  $\Gamma_y$ . Hier müssen nur die jeweiligen Strahlradien entlang der Koordinatenachsen in [4.12] eingesetzt werden. Dieser dimensionslose Parameter erfüllt obendrein eine ähnliche Funktion wie die Fresnelzahl. Er kann dazu verwendet werden, um die Machbarkeit einer bestimmten Strahlformungsaufgabe zu untersuchen. So wird in [DIC00] angegeben, dass unabhängig von der verwendeten Wellenlänge und Brennweite des Transformationselementes bei einem  $\beta > 8$  gute Ausgangsstrahlprofile erzeugt werden können. Die Flanken der Flat-Top-Profiles werden mit steigenden  $\Gamma$  steiler.

Für Simulationen, Optimierungen oder die Fertigung der Phasenelemente kann es von Vorteil sein, die Lösungsfunktionen [4.8] und [4.10] als Polynom zu approximieren. Dieses hat die Form

$$\varphi(\xi) = a_2 \xi^2 + a_4 \xi^4 + a_6 \xi^6 + a_8 \xi^8 + a_{10} \xi^{10} \quad [4.14]$$

Alle ungeraden Terme sind Null, da beide Phasenelemente achsensymmetrisch sind. Ein weiterer Vorteil ist die normierte Koordinate  $\xi$ , dadurch gelten die Koeffizienten  $a_i$  für alle skalierten Strahlformungsprobleme. In [DIC00] werden folgende Werte für die Koeffizienten angegeben:

**Rechteckige Zielverteilung**

$$a_1 = 4,73974 \times 10^{-1}$$

$$a_1 = -5,50034 \times 10^{-2}$$

$$a_1 = 4,99298 \times 10^{-3}$$

$$a_1 = -2,37191 \times 10^{-4}$$

$$a_1 = 4,41478 \times 10^{-6}$$

**Rotationssymmetrische Zielverteilung**

$$a_1 = 4,31128 \times 10^{-1}$$

$$a_1 = -4,36550 \times 10^{-2}$$

$$a_1 = 3,65204 \times 10^{-3}$$

$$a_1 = -1,65025 \times 10^{-4}$$

$$a_1 = 2,97368 \times 10^{-6}$$

*Tabelle 1: Polynomkoeffizienten der normierten und approximierten Phasenfunktion*

Um aus den angegebenen Gleichungen ein reales optisches Element zu erzeugen, muss dessen Oberfläche so geformt sein, dass der berechnete Phasenversatz entsteht. Dieser wird durch den optischen Weglängenunterschied in zwei Materialien unterschiedlicher Brechzahl hervorgerufen. In den meisten Fällen kann davon ausgegangen werden, dass es sich bei einem dieser Materialien um Luft handelt (Brechzahl: Eins) und das andere Material, aus welchem das Phasenelement besteht, die Brechzahl  $n$  hat. In diesem Fall gilt:

$$f(x, y) = \frac{\Gamma_x \lambda}{2\pi(n-1)} \left[ \frac{a_2 \cdot 2}{w_{86x}^2} \cdot x^2 + \frac{a_4 \cdot 4}{w_{86x}^4} \cdot x^4 + \frac{a_6 \cdot 8}{w_{86x}^6} \cdot x^8 + \frac{a_8 \cdot 16}{w_{86x}^8} \cdot x^8 + \frac{a_{10} \cdot 32}{w_{86x}^{10}} \cdot x^{10} \right] \\ + \frac{\Gamma_y \lambda}{2\pi(n-1)} \left[ \frac{a_2 \cdot 2}{w_{86y}^2} \cdot y^2 + \frac{a_4 \cdot 4}{w_{86y}^4} \cdot y^4 + \frac{a_6 \cdot 8}{w_{86y}^6} \cdot y^8 + \frac{a_8 \cdot 16}{w_{86y}^8} \cdot y^8 + \frac{a_{10} \cdot 32}{w_{86y}^{10}} \cdot y^{10} \right] \quad [4.15]$$

für Formung von rechteckigen Strahlprofilen und

$$f(r) = \frac{\Gamma \lambda}{2\pi(n-1)} \left[ \frac{a_2 \cdot 2}{w_{86}^2} \cdot r^2 + \frac{a_4 \cdot 4}{w_{86}^4} \cdot r^4 + \frac{a_6 \cdot 8}{w_{86}^6} \cdot r^8 + \frac{a_8 \cdot 16}{w_{86}^8} \cdot r^8 + \frac{a_{10} \cdot 32}{w_{86}^{10}} \cdot r^{10} \right] \quad [4.16]$$

für die Formung von rotationssymmetrischen Top-Hat-Profilen. Mit diesem Formelsatz kann bereits ein weites Feld von Strahlformungen abgedeckt werden. So können alle elliptischen und rotationssymmetrischen gaußverteilten Strahlprofile in rechteckige oder runde Flat-Top-Profilen nahezu beliebiger Abmessung gewandelt werden, mit der gegebenen Einschränkung  $\Gamma > 8$ . Sofern die Bedingungen für den Eingangsstrahl erfüllt sind, gibt es viele mögliche Aufbauten des Strahlformers. Natürlich wäre die Anzahl der optischen Elemente am geringsten, wenn der Phasenterm einer sphärischen Linse zu den Lösungen [4.8] und [4.10] addiert wird, sodass kein zusätzliches Transformationselement benötigt wird. Dieser Aufbau erweist sich aber als unflexibel, da durch Verwendung von Linsen anderer Brennweite als Transformationselemente Einfluss auf die Größe des homogen ausgeleuchteten Flecks

genommen werden kann. Die Form des Eingangsstrahls ist allerdings eine fest vorgegebene Größe. DICKEY und HOLSWADE zeigen in [DIC00], dass die Abweichung der lateralen Lage oder des Durchmessers nicht größer sein sollte als 10% des idealen Strahldurchmessers. Sollte der Rohstrahl des Lasers diese Bedingung nicht erfüllen, so müssen zusätzliche Optiken vor der Phasenplatte installiert werden.

Hauptargument für die Verwendung von Strahlformern ist eine effizientere Nutzung der Strahlenergie. Bei den oben beschriebenen Varianten kann es sein, dass die Strahlung nach der Zielebene zu stark divergiert. In dem Fall besteht die Möglichkeit, an dieser Stelle eine komplementäre Phasenplatte zu implementieren. Diese würde die eintreffenden Phasenfronten in der Zielebene homogenisieren, sodass ebene Wellenfronten entstehen. Die weitere Ausbreitung erfolgt dann nach den Gesetzen der Wellenoptik. Ein optischer Aufbau könnte folgendermaßen umgesetzt werden:

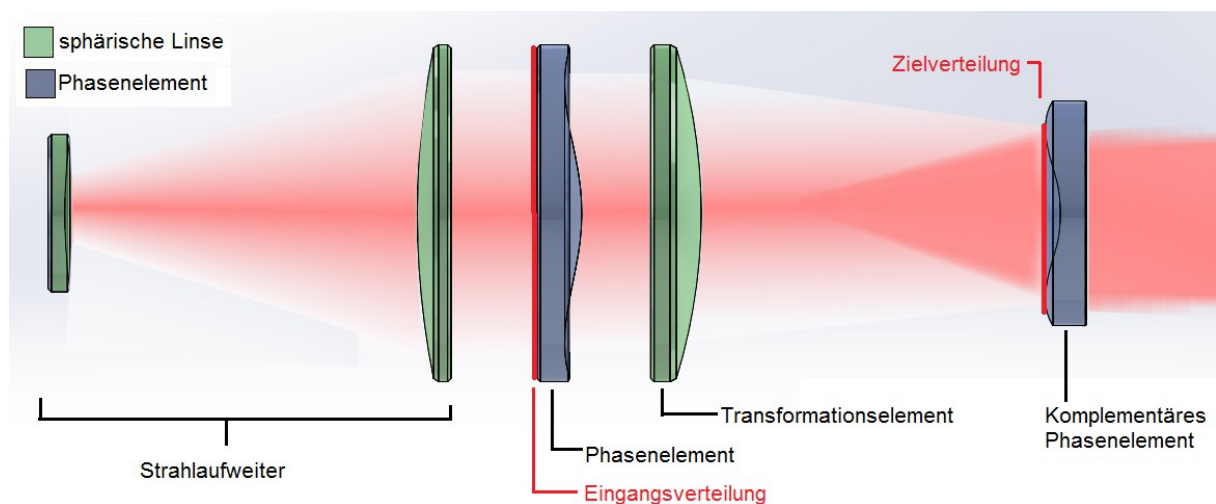


Abbildung 8: Beispielhafter Aufbau eines Homogenisierers mit Aufweiter und komplementärem Phasenelement (erstellt mit Solidworks und Gimp)

Es wäre auch denkbar, das Transformationselement durch ein mehrlinsiges, für Aberrationsfehler korrigiertes Objektiv zu ersetzen. Dies hätte den Vorteil, dass diese keine zusätzlichen Verzerrungen der Zielverteilung hervorrufen. Bei der Verwendung eines Zoom-Objektives könnte gleichzeitig auch die Größe des homogen ausgeleuchteten Flecks variiert werden.

Es ist auch möglich, die Phasenelemente als diffraktive Optiken zu produzieren. Diese modulieren die eintreffenden Phasenfronten nur zwischen Null und  $2\pi$ . In dem Zusammenhang wird auch von diffraktiven Phasenelementen gesprochen. Die Wirksamkeit solcher Elemente kann als bewiesen angesehen werden. So wurde unabhängig von HOLSWADE und DICKEY in [GOM12] die Form des Strahls in der Zielebene simuliert. Die Ergebnisse glichen denen in [DIC00]. 1999 haben HUANG und WANG mit nicht

lithographischen Techniken einen solchen Top-Hat-Strahlformer mit integriertem Transformationselement hergestellt und mit positiven Ergebnissen getestet [HUA99]. Die bekanntesten Anbieter solcher Phasenelemente sind *Lasercomponents GmbH* und *TOPAG Lasertechnik GmbH*. Der Vorteil dieser Elemente ist, dass sie sehr flexibel einsetzbar sind, sofern der Laser die entsprechende Wellenlänge und Intensitätsverteilung hat. Dadurch, dass die Strahlung nicht in den Elementen fokussiert wird, sind sie außerdem für die Strahlformung von Hochleistungslasern und gepulsten Lasern für die Materialbearbeitung geeignet [DIC96]. Zudem sind die entstehenden Intensitätsverteilungen in der Zielebene frei von Specklen oder anderen Interferenzerscheinungen, auch bei der Formung von Strahlung mit hoher räumlicher Kohärenz.

Der Nachteil ist die Forderung nach einem bestimmten Eingangsstrahlprofil (in dem Fall gaußförmig), denn dieses ist durch den Laser vorgegeben. Die unregelmäßigen Strahlprofile der Excimerlaser oder zeitlich veränderliche Strahlprofile können mit solchen Phasenelementen nicht effektiv geformt werden.

### **2.2.3. Iterative Lösungen für diffraktive Strahlformung**

Wie im Kapitel 2.2.1 ergibt die Fouriertransformation (FT) einer Eingangsfeldstärke die Feldstärkeverteilung im Fernfeld oder im Fokus einer Sammellinse. Ein naheliegender Gedanke wäre, die inverse FT (IFT) der Zielverteilung zu verwenden, um die Gestalt eines diffraktiven optischen Elementes (DOE) zu berechnen. Allerdings wird schnell klar, dass es so einfach nicht ist, da man von der Zielebene im Regelfall nur die Amplitudenverteilung kennt, nicht aber die Phase der Welle.

Ein 1972 von GERCHBERG und SAXTON in [GER72] vorgestellter Algorithmus befasst sich mit genau diesem Problem. Ziel war es, die Phasenlagen einer Zielverteilung, welche über eine Transformationsoperation einer Eingangsverteilung gewonnen wird, zu ermitteln, man spricht in dem Zusammenhang auch von Phasen-Ermittlungs-Algorithmen (engl.: Phase retrieval). Kern solcher Methoden ist die Diskretisierung der Phasenlage. Über FT und IFT erfolgt ein Wechsel zwischen Zielebene und Eingangsebene, wobei als Phaseninformation immer die Phase der vorangegangenen Transformation und als Amplitude die entsprechende Verteilung in der jeweiligen Ebene verwendet wird. Dadurch nähert man sich iterativ der gesuchten Phaseninformation des DOSs an. Der GERCHBERG-SAXTON-Algorithmus ist einer von vielen iterativen Fouriertransformations-Algorithmen (kurz: IFTA). Genauer soll an dieser Stelle nicht auf diese Problematik eingegangen werden, da es im Rahmen dieser Arbeit nicht zielführend ist. Als gute Quelle in diesem Zusammenhang sei [ERS82] erwähnt, hier werden FFT, IFFT und IFTA im Rahmen computergenerierter Hologramme näher erläutert. In [FIE82] wird die Iterative Interlacing Technique (IIT) vorgestellt, wo durch eine Schachtelung in unter-DOEs Fehler in der Ausgangsverteilung nachträglich korrigiert werden.

Im Rahmen der an dieser Hochschule angefertigten Arbeit [JAH11] von F. Jahn wurde ein Programmmodul realisiert, welches DOE-Oberflächen auf Grundlage eines IFT-Algorithmus berechnet. Dort werden ebenfalls die Besonderheiten bei der numerischen Berechnung und der FFT-Algorithmus näher erläutert. Folgende Bilder zeigen die theoretischen optischen Antworten zweier im Rahmen dieser Arbeit berechneter DOEs.

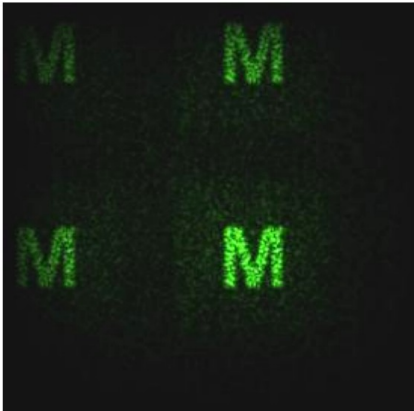


Abbildung 9: Optische Antwort des DOEs „M“ simuliert mit Lighttrans VirtualLab 4 [JAH11]

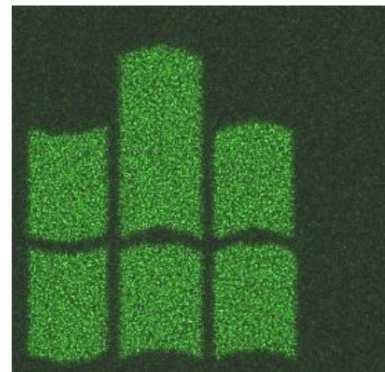


Abbildung 10: Optische Antwort des DOEs „Hoschschullogo“ simuliert mit Lighttrans VirtualLab 4 [JAH11]

Je komplexer die optische Antwort des DOEs sein soll, desto komplexer muss auch die Struktur des DOEs sein. Oder anders ausgedrückt: je mehr Informationen die optische Antwort enthält, desto mehr Informationen muss auch die DOE-Struktur enthalten. Dies kann dadurch erreicht werden, dass die Anzahl der Pixel und die Abstufung der Phasenlagen erhöht werden. Beides ist mit einem aufwendigeren Herstellungsprozess verbunden. Einfache und zentrosymmetrische Geometrien lassen sich mit binären Phasenstrukturen erzeugen, wie etwa folgender Strahlteiler von rpc-Photonics:

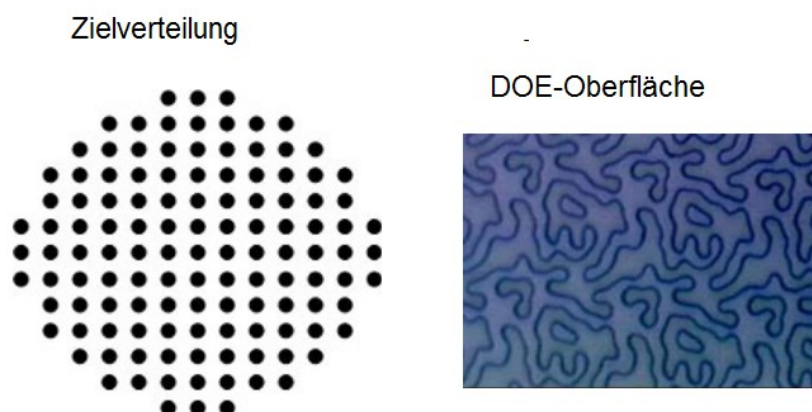


Abbildung 11: Binäres Phaselement, Hersteller: rpc-Photonics

Abbildung 11 lässt noch eine weitere Eigenschaft erkennen: DOEs können aus periodischen Mustern bestehen. Das hat den Vorteil, dass die optische Antwort, unabhängig von der

durchstrahlten Stelle, immer die gleiche bleibt. Sofern der Einstrahlwinkel also nicht zu groß wird, und der Eingangsstrahl die richtige Abmessung und Verteilung hat, sind solche Elemente resistent gegen Fehlpositionierungen.

Neben Strahlteilern werden von *Jenoptics optical systems* und *Lasercomponents GmbH* auch sog. diffraktive Diffusoren angeboten. In [DIC00] wird eine auf dem GERCHBER-SAXTON-Algorithmus basierende Berechnung solcher Elemente beschrieben. Die dort verwendete Definition eines diffraktiven Diffusors bezieht sich darauf, dass sich die Zielverteilung aus mehreren Beugungsordnungen zusammensetzt und im Fernfeld entsteht. Dies träfe aber auch auf Strahlteiler und Liniengeneratoren zu, welche ebenfalls mit den oben beschriebenen Methoden berechnet wurden. Bei den Anbietern solcher Elemente scheint sich die Unterscheidung eher nach deren optischer Antwort zu richten. Als diffraktiver Diffusor wird bei *Jenoptics* etwa ein Element bezeichnet, welches ein zentrosymmetrisches rechteckiges oder rundes Top-Hat-Profil erzeugt, dass im Fernfeld entsteht und aus mehreren Beugungsordnungen zusammengesetzt ist.

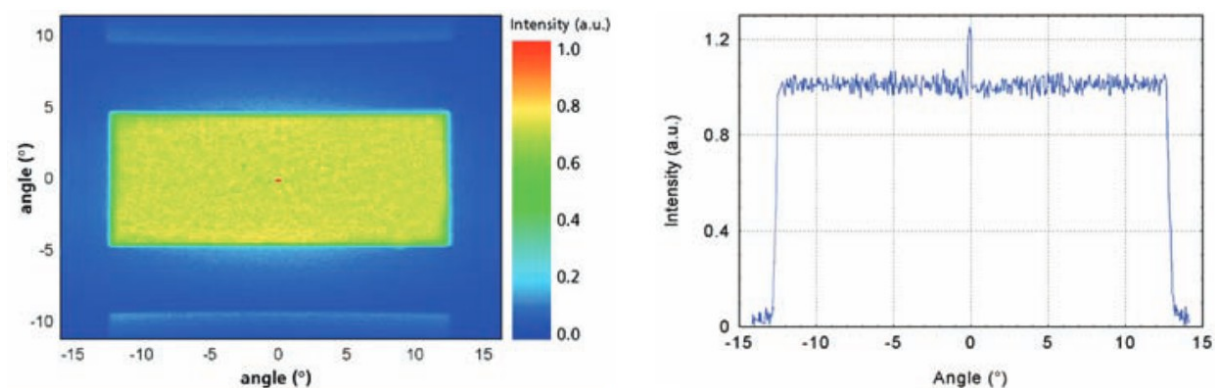


Abbildung 12: Beugungsbild eines diffraktiven Diffusors von Jenoptics

Da sich die optischen Antworten aus mehreren überlagerten Beugungsordnungen zusammensetzen, sind diese nie frei von Specklen. Dies äußert sich, wie in Abb. 12 zu erkennen, in einem scheinbar stochastischem Rauschen der Zielintensitätsverteilung. Die Ausprägung der Speckle wird aber auch von der Diskretisierung der Phasenlagen eines DOEs und der Genauigkeit bei der Herstellung bestimmt.

Setzt sich ein DOE aus mehreren diskreten Pixeln mit jeweils konstanter Phasenlage zusammen, entsteht ein periodischer Höhenfehler an den Rändern der Pixel. Dieser wirkt selbst wie ein optisches Gitter. Über den Faltungssatz und die FRAUNHOFER-Näherung des Beugungsintegrals kann gezeigt werden, dass sich in dem Fall die optische Antwort aus einer Faltung der Antwort der Gitterfunktion und der eigentlichen Zielverteilung zusammensetzt. Dies äußert sich in den in Abb. 9 und 12 zu sehenden Nebenordnungen. Die Leistungsanteile, welche in diese gebeugt werden, gehen der vorgesehenen Anwendung verloren, sodass hier technisch gesehen nicht mehr von einer verlustfreien Strahlformung



gesprochen werden kann. Dies kann verhindert werden, indem die Gitterperiode der Pixel so klein gehalten wird, dass der Beugungswinkel der ersten Nebenordnung mindestens  $90^\circ$  ist. Dieser kann berechnet werden mit:

$$\rho_n = \arcsin\left(\frac{n \cdot \lambda}{p}\right) \quad [5]$$

wobei  $\rho_n$  der Beugungswinkel der  $n$ -ten Beugungsordnung ist. Dies wäre dann der Fall, wenn die Gitterperiode  $p$  kleiner oder gleich der Wellenlänge  $\lambda$  ist.

Stimmen die für die Berechnung festgelegte Eingangsverteilung und die tatsächliche Eingangsverteilung nicht überein, oder können die Höhenstufen nur unzureichend genau hergestellt werden, tritt eine nullte Beugungsordnung auf (engl.: zero-order). Wie in Abb. 12 zu sehen, handelt es sich dabei um nicht in die Zielverteilung gebeugte Strahlanteile (Angabe für gewöhnlich in %-Strahlleistung). Besitzt die optische Antwort des DOEs zusätzlich weitere Nebenordnungen, enthalten diese ebenfalls die Verteilung der nullten Ordnung. Zusammengefasst ergeben sich folgende Vor- und Nachteile:

- Vorteile:
- komplexe Geometrien der Zielverteilung möglich
  - komplette Strahlformung mit einem Element möglich → geringere Reflexionsverluste an Grenzflächen
  - hohe Toleranz gegenüber Fehlpositionierung der Optik
- Nachteile:
- Auftreten von Specklen
  - nicht verschwindende nullte Beugungsordnung (\*)
  - Auftreten von Nebenordnungen (\*)
  - Aufwendiger Herstellungsprozess (\*\*)

Die mit (\*) gekennzeichneten Punkte können durch präzisere Herstellungsverfahren gemindert oder im Falle von Nebenordnungen vollständig vermieden werden. Theoretisch wäre es mit heutiger Technik möglich, ideale DOEs herzustellen, etwa durch AFM-Lithographie oder Ionenstrahlolithographie. Diese sind aber mit einem so hohen zeitlichen und anlagen-technischen Aufwand verbunden, dass derartig gefertigte Optiken in naher Zukunft nicht kommerziell erhältlich sein werden. Die gängigsten Verfahren zur Herstellung von DOEs sind zur Zeit Elektronenstrahlolithographie und Photolithographie. Wobei diese Techniken eher verwendet werden, um kleine Stückzahlen mit hohen Genauigkeiten zu fertigen. (\*\*) Die eben genannten Techniken erlauben auch die Herstellung von Negativen für prägende Verfahren wie Mikrospritzguss und Mikroheißprägen. So können in kurzer Zeit auch hohe Stückzahlen produziert werden. Obwohl diese Verfahren hauptsächlich bei Kunststoffen angewendet werden, wäre auch die Prägung einer Glasschmelze denkbar.

## 2.3 Refraktive Techniken

Die in diesem Abschnitt vorgestellten Techniken beruhen allein auf der geometrischen Optik, das bedeutet zur Berechnung der Ausbreitung des Lichtes werden nur das Brechungsgesetz und das Reflexionsgesetz benötigt. Der erste verlustfreie refraktive Strahlformer wurde 1969 von Justin L. Kreuzer patentiert [KRE69], neun Jahre nach der Konstruktion des ersten funktionstüchtigen Lasers. Da dieser zu der Zeit noch eine junge Erfindung war, wird im Patent auch nur von einer kohärenten Lichtquelle mit gaußförmiger Strahlverteilung gesprochen. Obwohl die Eigenschaften solcher Strahlformer seitdem vielfach untersucht wurden und neben der von KREUZER vorgestellten Herleitung auch andere gefunden wurden, sind die grundlegenden Gesetzmäßigkeiten immer dieselben.

Die Simulation der Ausbreitung der Strahlen kann durch Raytracing erfolgen. Die Richtung eines Strahls ist die Normale zur Phasenfront in diesem Punkt. Zusätzlich gilt für ein Strahlenbündel der Energieerhaltungssatz.

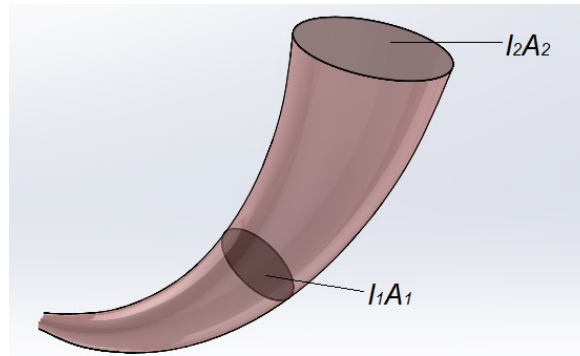


Abbildung 13: Strahlenbündel im inhomogenen Medium

Der in Abbildung 13 dargestellte Zusammenhang gilt auch für Infinitesimal kleine Flächenelemente, in denen die Intensitäten  $I_1$  und  $I_2$  als konstant angesehen werden können. Es gilt:

$$I_1 \cdot dA_1 = I_2 \cdot dA_2 \quad [6.1]$$

Diese Beziehung kann verwendet werden, um die Koordinaten  $x_0, y_0$  der Eingangsebene mit den Koordinaten  $x, y$  der Zielebene in Beziehung zu setzen. Aus [6.1] wird:

$$I_0(x_0, y_0) dx_0 dy_0 = I(x, y) dx dy \quad [6.2a]$$

Eine exakte analytische Lösung kann hier allerdings nur gefunden werden, wenn die Intensitätsverteilungen in Eingangs- und Zielebene darstellbar sind mit:

$$I_0(x_0, y_0) = I_{0x}(x_0) \cdot I_{0y}(y_0) \quad [6.3a]$$

und 
$$I(x, y) = I_x(x) \cdot I_y(y) \quad [6.3b]$$

Dadurch können die Integrationen in den unterschiedlichen Koordinatenrichtungen getrennt durchgeführt werden, ebenso wie der gesamte im Folgenden aufgeführte Lösungsweg. Die Zielfunktionen der Oberflächen werden somit beschrieben durch:

$$z_0(x_0, y_0) = z_{0x}(x_0) \cdot z_{0y}(y_0) \quad [6.4a]$$

$$z(x, y) = z_x(x) \cdot z_y(y) \quad [6.4b]$$

Bei rotationssymmetrischen Eingangs- und Zielverteilungen kann automatisch getrennt über die verschiedenen Koordinaten integriert werden, da die Verteilung über den Winkel konstant ist. Für die oben erwähnten Zusammenhänge ergibt sich also folgender Formelsatz:

$$I_0(r_0, \theta_0) r_0 dr_0 d\theta_0 = I(r, \theta) r dr d\theta \quad [6.2b]$$

$$I_0(r_0, \theta_0) = I_0(r_0) \quad [6.3c]$$

$$I(r, \theta) = I(r) \quad [6.3d]$$

$$z_0(r_0, \theta_0) = z_0(r_0) \quad [6.4c]$$

$$z(r, \theta) = z(r) \quad [6.4d]$$

wobei hier und im Weiteren die in Kapitel 2.2 eingeführte Indizierung mit *Null* für Größen der Eingangsebene verwendet wird. Zunächst wird eine Funktion *Q* und eine Konstante *G* festgelegt, sodass gilt:

$$\int_a^b I_0(\xi) d\xi = \int_c^d G \cdot Q(\xi) d\xi \quad [6.5]$$

Der Ausdruck  $G \cdot Q(\xi)$  beschreibt gemäß [6.1] die Zielintensitätsverteilung, wobei hier die normierte Koordinate  $\xi$  und das Linienelement  $d\xi$  verwendet wurden. Bei  $I_0(\xi)$  handelt es sich um die in den Formeln [6.3] angegebene Darstellung der Intensitätsverteilung.  $Q(\xi)$  ist die analytische Beschreibung der gewünschten Zielintensitätsverteilung und die Konstante *G* sorgt dafür, dass der Energieerhaltungssatz erfüllt ist. Die Integrationsgrenzen müssen so gewählt werden, dass der zu formende Teil des Eingangsstrahls im Bereich [a,b] im Bereich [c,d] der Zielintensitätsverteilung landet. So könnten durch getrennte Berechnungen verschiedener Oberflächenanteile refraktive Strahlformer ermittelt werden, welche Zielverteilungen mit Unstetigkeitsstellen besitzen, etwa konzentrische Ringe oder stufenförmige Verteilungen. Analog zu Kapitel 2.2.2 kann die Normierung auf folgende Weise durchgeführt werden:

$$\xi = \frac{x}{w_{86}} \quad [6.6a]$$

$$\xi_0 = \frac{x_0}{w_{86}} \quad [6.6b]$$

Auf dieselbe Art können die  $y$ -Koordinaten und die Radiale Koordinate  $r$  in Eingangs- und Zielebene normiert werden. Ein in der Literatur häufig vorkommendes Beispiel ist die Formung eines rotationssymmetrischen Gaußstrahlprofils in eine rechteckiges oder rundes Top-Hat-Profil. Gegeben sei folgendes Beispiel:

Zielverteilung: - rundes Top-Hat-Profil mit Radius  $w$

→  $Q(\xi) = 1$  im Bereich  $\xi = [0, w]$

Eingangsverteilung: - gaußförmiges Strahlprofil mit  $w_{06}$  normiert auf 1

Soll der Bereich von  $[0, r_{\max}]$  des gaußschen Strahls die in das oben angegebene Strahlprofil geformt werden, so muss folgende Integration durchgeführt werden, um die Konstante  $G$  zu berechnen:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_{\max}} e^{(-2\xi^2)} \cdot \xi \cdot d\xi d\theta = \int_0^{2\pi} \int_0^w G \cdot \xi \cdot d\xi d\theta \quad [6.7]$$

Bei Durchführung der Integration erhält man:

$$G = \frac{1}{2w^2} \cdot (1 - e^{-2\xi_{\max}^2}) \quad [6.8]$$

Um die Koordinaten der Eingangs und Ausgangsebene in Beziehung zueinander zu setzen, wird folgende Integration durchgeführt:

$$\int_a^{\xi_0} I_0(\xi_0) d\xi_0 = \int_c^s G \cdot Q(\xi) d\xi \quad [6.9]$$

Dies ist im Grunde Gleichung [6.5], nur dass die Bedingung der Energieerhaltung in diesem Fall für jedes infinitesimale Flächenelement erfüllt ist. Bei bestimmten Funktionen  $I$  und  $Q$  können die durch die Integration entstehenden Ausdrücke so umgestellt werden, dass  $\xi$  und  $\xi_0$  als eindeutige Funktionen voneinander dargestellt werden können. Für das Beispiel eines Gaußstrahls ist dies möglich. Es wird folgende Integration durchgeführt:

$$\int_0^{2\pi} \int_0^{\xi_0} e^{(-2\xi_0^2)} \cdot \xi_0 \cdot d\xi_0 d\theta = \frac{1}{2w^2} \cdot (1 - e^{-2\xi_{\max}^2}) \cdot \int_0^{2\pi} \int_0^{\xi} \xi \cdot d\xi d\theta \quad [6.10]$$

Der Ausdruck für  $A$  ist konstant und kann daher vor das Integral gezogen werden. Durch Ausführen der Integration und Umstellen kann  $\xi$  als Funktion von  $\xi_0$  dargestellt werden. In Übereinstimmung mit [KRE69] erhält man:

$$\xi = w \sqrt{\frac{1 - e^{-2\xi_0^2}}{1 - e^{-2\xi_{\max}^2}}} \quad [6.11a]$$

bzw.:

$$\xi_0 = \sqrt{-\frac{1}{2} \cdot \ln \left[ 1 - \left( \frac{\xi}{w} \right)^2 \cdot \left( 1 - e^{-2 \xi_{\max}^2} \right) \right]} \quad [6.11b]$$

Dieser Zusammenhang zwischen den Koordinaten lässt aber noch keine Aussage über die Form der optischen Flächen zu, unter anderem, da noch keine Festlegung getroffen wurde, wie weit diese auseinander liegen sollen oder aus welchem Material sie bestehen sollen.

Eine in der Optik gebräuchliche Methode zur Berechnung von Freiformflächen oder Asphären ist die Analyse des optischen Weges, welcher von den Strahlen zurückgelegt wird. Hier müssen zunächst auch wieder einige Rahmenbedingungen festgelegt werden. Ähnlich wie bei diffraktiven Elementen wird die Rechnung stark vereinfacht, indem ebene Wellenfronten in der Eingangsebene angenommen werden. Zusätzlich sollen die Wellenfronten in der Ausgangsebene auch eben sein. Dies ist auch für die meisten Laseranwendungen sehr vorteilhaft, da der Strahl nicht in Optiken fokussiert wird und er gleichzeitig die geringst mögliche Divergenz besitzt. Diese Bedingung ist dann erfüllt, wenn die optische Weglänge für alle Strahlen, die den Strahlformer passieren, gleich groß ist. Diese Festlegung ist in allen Quellen zu finden, obwohl die Berechnungsmethoden von diesem Punkt an stark variieren. DICKEY und ROMERO benutzen in ihrer Herleitung die Ausbreitungszeit einer Phasenfront von Eingangs- bis Zielebene. Hier wurde auch der Phasenterm eines Transformationselementes wie in Kapitel 2.2.2 verwendet, um die Rechnung zu vereinfachen [DIC00]. RHODES und SHEALY verwenden in ihrer Herleitung eine vektorielle Darstellung der Strahlen und erhalten eine Differentialgleichung erster Ordnung als Lösung einer quadratischen Gleichung. Diese muss gelöst werden, um die Form der Oberflächen zu berechnen [RHO80]. Hier wird im Folgenden die von KREUZER beschriebene Herleitung über die Winkelbeziehungen dargestellt, da sie ohne weitere Näherungen oder Methoden zur Lösung von Differentialgleichungen auskommt.

Der Strahlformer soll zwei Grenzflächen besitzen. Es werden folgende Größen festgelegt:

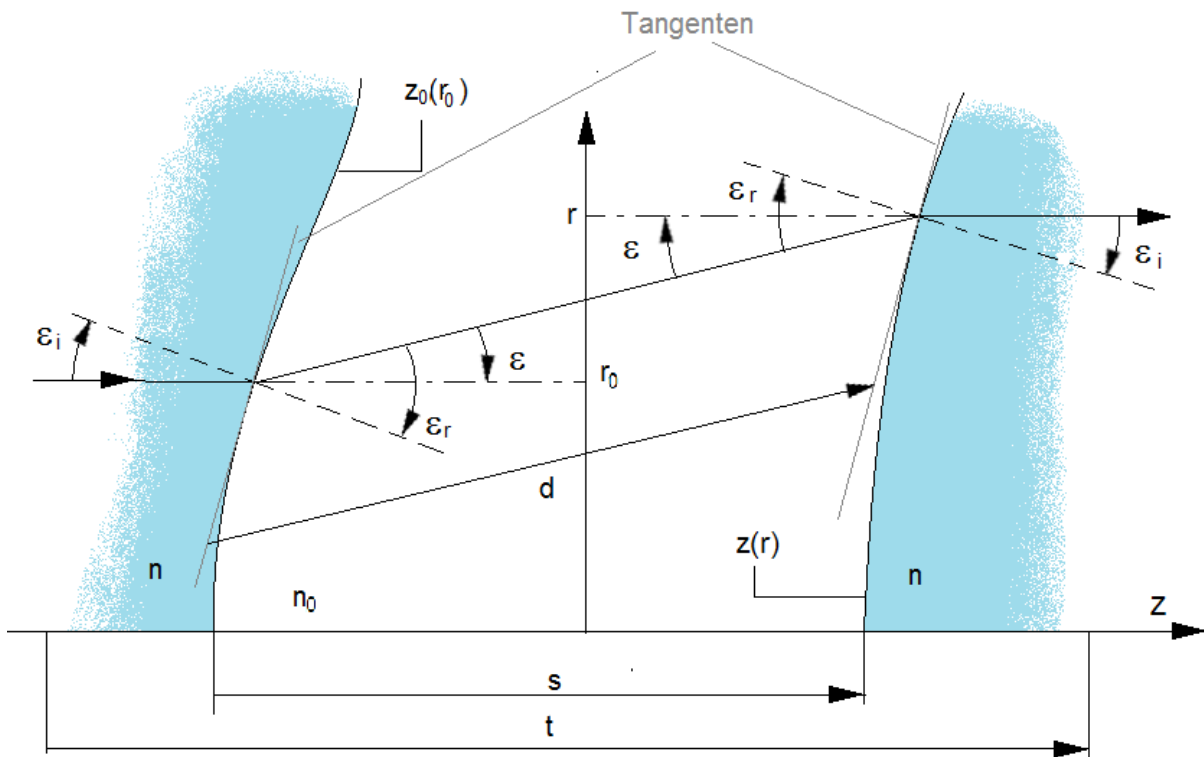


Abbildung 14: Größen bei der Berechnung refraktiver Strahlformer gemäß [KRE69]

Die beiden asphärischen Linsen sind aus demselben Material. Dadurch, dass einfallende und austretende Strahlen parallel zur optischen Achse verlaufen sollen, gelten für jeden einzelnen Strahl die Winkelbeziehungen des Strahlversatzes an der planparallelen Platte. Der Anstieg der Funktionen  $z_0(r_0)$  und  $z(r)$  ist in den in Abb. 14 dargestellten Durchstoßpunkten gleichgroß. Für die dargestellten Winkel gelten folgende Beziehungen:

$$\frac{n}{n_0} \cdot \sin \epsilon_i = \sin \epsilon_r \quad [6.12]$$

und  $\epsilon = \epsilon_r - \epsilon_i \quad [6.13]$

wobei [6.12] das Brechungsgesetz ist. Der Ausdruck  $n/n_0$  wird zusammengefasst zu:

$$\gamma = \frac{n}{n_0} \quad [6.14]$$

Für die weitere Herleitung spielt es keine Rolle, welches von beiden das optische dichtere Material ist. Theoretisch könnte der gesamte Strahlformer aus einem optischen Element bestehen.

Ein Strahl entlang der optischen Achse wird nicht gebrochen und legt folgenden optischen Weg  $OPL_0$  zurück:

$$OPL_0 = n_0 \cdot s - n \cdot (t - s) \quad [6.15]$$

für alle anderen Strahlen gilt:

$$OPL = n_0 \cdot d + n \cdot (t - d \cdot \cos \epsilon) \quad [6.16]$$

Gemäß der Bedingung gleicher optischer Weglängen können beide Formeln gleichgesetzt und umgestellt werden. Es entsteht:

$$s(\gamma - 1) + d(1 - \gamma \cdot \cos \epsilon) = 0 \quad [6.17]$$

Der Abstand  $d$  kann berechnet werden mit:

$$d = \frac{r - r_0}{\sin \epsilon} \quad [6.18]$$

Für die Anstiege der Funktionen  $z_0$  und  $z$ , welche die radiale Form der Oberflächen beschreiben, gilt:

$$\tan \epsilon_i = \frac{d}{\xi_0} \cdot z_0'(\xi_0) \quad [6.19a]$$

und 
$$\tan \epsilon_i = \frac{d}{\xi} \cdot z'(\xi) \quad [6.19b]$$

In allen weiteren Schritten werden alle unbekannten Größen substituiert. Zunächst wird durch [6.17] und [6.18] die Größe  $u$  definiert.

$$u \equiv \frac{1 - \gamma \cdot \cos \epsilon}{\sin \epsilon} = -\frac{(\gamma - 1) \cdot s}{r - r_0} \quad [6.20]$$

Über die Gleichungen [6.12] und [6.13] kann die Größe  $\epsilon_r$  eliminiert werden. Es ergibt sich:

$$\tan \epsilon_i = -\frac{\sin \epsilon}{\cos \epsilon - \gamma} \quad [6.21]$$

Wird dieser Ausdruck quadriert, entsteht:

$$(\tan \epsilon_i)^2 = \frac{\sin^2 \epsilon}{\cos^2 \epsilon - 2\gamma \cdot \cos \epsilon - \gamma^2} \quad [6.22]$$

Mit dem linken Term von [6.20] wird folgende Umformung durchgeführt:

$$u^2 - 1 + \gamma = \frac{1}{\sin^2 \epsilon} \cdot [1 - 2\gamma \cos \epsilon + \gamma^2 \cos^2 \epsilon] + (\gamma - 1) \cdot \frac{\sin^2 \epsilon}{\sin^2 \epsilon}$$

$$= \frac{1}{\sin^2 \epsilon} \cdot [1 - 2\gamma \cos \epsilon + \gamma^2 \cos^2 \epsilon - \sin^2 \epsilon + \gamma^2 \sin^2 \epsilon]$$

mit der Winkelbeziehung  $1 = \sin^2 \epsilon + \cos^2 \epsilon$  [6.23]

erhält man:

$$u^2 - 1 + \gamma = \frac{1}{\sin^2 \epsilon} \cdot [\cos^2 \epsilon - 2\gamma \cdot \cos \epsilon - \gamma^2] \quad [6.24]$$

Somit kann [6.22] mit Hilfe von  $u$  auf folgende Weise dargestellt werden:

$$\tan^2 \epsilon = \frac{1}{u^2 - 1 + \gamma^2} = \frac{1}{\gamma^2 - 1 + \left[ \frac{(\gamma - 1) \cdot s}{\xi - \xi_0} \right]^2} \quad [6.25]$$

Dieser Ausdruck wird in [6.19a] bzw. b eingesetzt. Die entstehende Differentialgleichung kann durch folgende Integration gelöst werden:

$$z_0(\xi_0) = \int_0^{r_0} \left[ \gamma^2 + \left[ \frac{(\gamma - 1) \cdot s}{\xi - \xi_0} \right]^2 - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} d\xi_0 \quad [6.26a]$$

$$z(\xi) = \int_0^r \left[ \gamma^2 + \left[ \frac{(\gamma - 1) \cdot s}{\xi - \xi_0} \right]^2 - 1 \right]^{-\frac{1}{2}} d\xi \quad [6.26b]$$

Wobei  $\xi$  und  $\xi_0$  in der entsprechenden Gleichung durch die mittels [6.9] erhaltenen Formeln ersetzt werden müssen, um einen nur von einer Koordinate abhängigen Ausdruck für den Integralterm zu erhalten. Da für die Herleitung von [6.26a] und b die Rotationssymmetrie nicht berücksichtigt werden musste, gelten diese auch für den eingangs erwähnten Fall von Strahlformungsproblematiken mit trennbaren Koordinaten. Die Differentialgleichung selbst muss nicht in jedem Fall lösbar sein. Hier kann auf iterative Methoden zurückgegriffen werden, wie etwa die Schrittverfahren oder Runge-Kutta-Verfahren.

Unabhängig davon, wie groß Eingangs- und Ausgangsstrahl sein sollen oder welches Intensitätsprofil sie besitzen sollen, gibt es vier prinzipielle Umsetzungsmöglichkeiten solcher Strahlformer. Je nachdem, ob die Strahlung zwischen den Grenzflächen fokussiert wird, spricht man von „galileischen“ oder „keplerschen“ Aufbau.



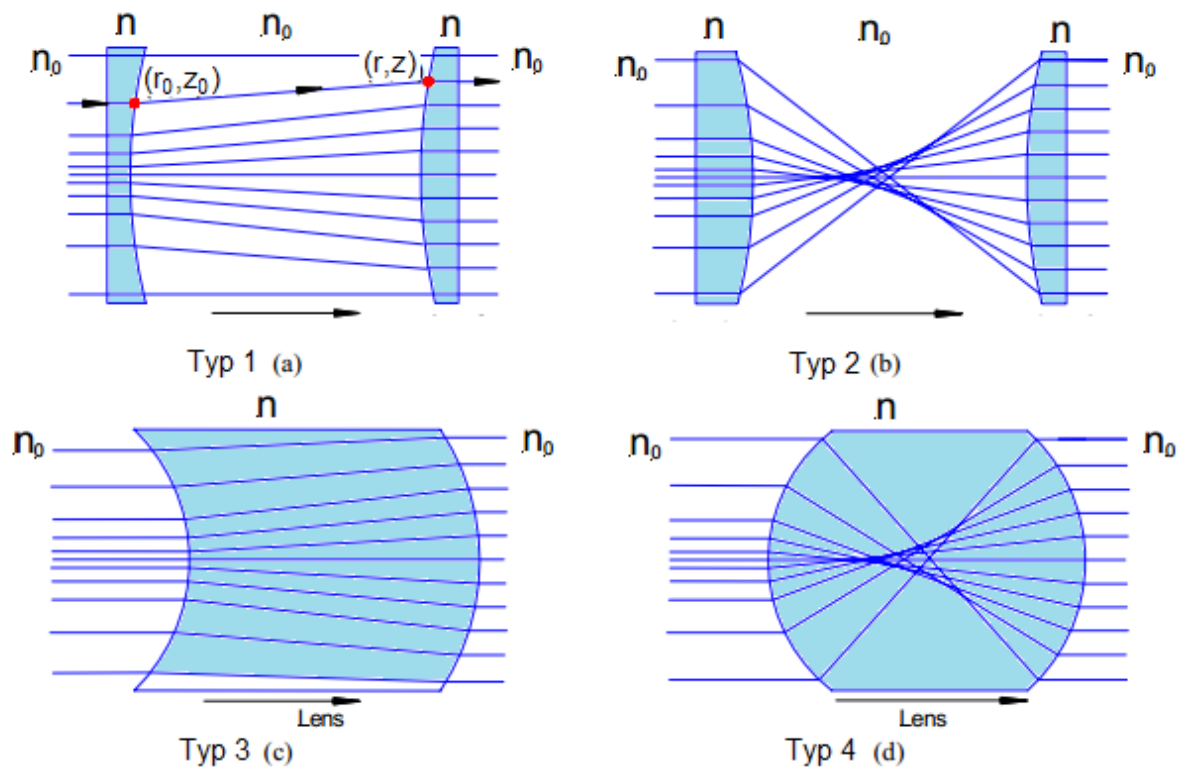


Abbildung 15: Verschiedene Aufbauten refraktiver Strahlformer [LIU08]

Um die asphärischen Flächen der in Abbildung 15 dargestellten Strahlformer zu berechnen, werden an den Gleichungen [6.26a] und b folgende Modifikationen durchgeführt:

	Galileischer Aufbau	Kepplerscher Aufbau
<b>Zwei-Elemente-Aufbau</b>	Typ 1 $\gamma > 1$ (bleibt gleich) $\xi = \xi$ (bleibt gleich)	Typ 2 $\gamma > 1$ (bleibt gleich) $\xi = -\xi$
<b>Ein-Element-Aufbau</b>	Typ 3 $\gamma < 1$ $\xi = \xi$ (bleibt gleich)	Typ 4 $\gamma < 1$ $\xi = -\xi$

Da auch eine Berechnung mit getrennten kartesischen Koordinaten möglich ist, können entlang der verschiedenen Achsen auch unterschiedliche Bauformen gewählt werden, wodurch insgesamt acht mögliche Konfigurationen denkbar wären. Die Modifikationen der Gleichungen sind dieselben und sollen an dieser Stelle nicht im Einzelnen aufgeführt werden.

Generell werden galileische Aufbauten bevorzugt, da eine Fokussierung von Strahlung in oder zwischen optischen Elementen bei hohen Intensitäten zu nichtlinearen Effekten führen können, welche die optischen Eigenschaften verschlechtern oder optische Elemente beschädigen. An rotationssymmetrischen Strahlformern, welche ein rundes To-Hat-Profil aus einem gaußschen Strahlprofil erzeugen, wurden bereits diverse theoretische und praktische

Untersuchungen durchgeführt. So haben C. Liu and S. Zhang in [LIU08] den Polymorphismus der Oberflächenfunktionen untersucht und das Konzept des singulären Radius vorgestellt. Dieser bezeichnet den Radius, bei welchem Eingangs- und Ausgangsstrahl dieselbe Intensität besitzen. Bei Typ 1 gauß-zu-Top-Hat Formern befindet sich an dieser Stelle der Oberflächenfunktion ein Sattelpunkt. Dies kann zu größeren Fehlern bei der numerischen Berechnung und der Herstellung solcher Elemente führen. Der singuläre Radius ist unabhängig vom Material oder Abstand der optisch wirksamen Grenzflächen zueinander. Die folgende Abbildung zeigt die radiale Oberflächenform eines Strahlformers des Typs 1, welcher einen gaußschen Eingangsstrahl mit  $w_{86} = 3$  mm in ein rundes Top-Hat-Profil mit einem Radius von 4 mm wandelt.

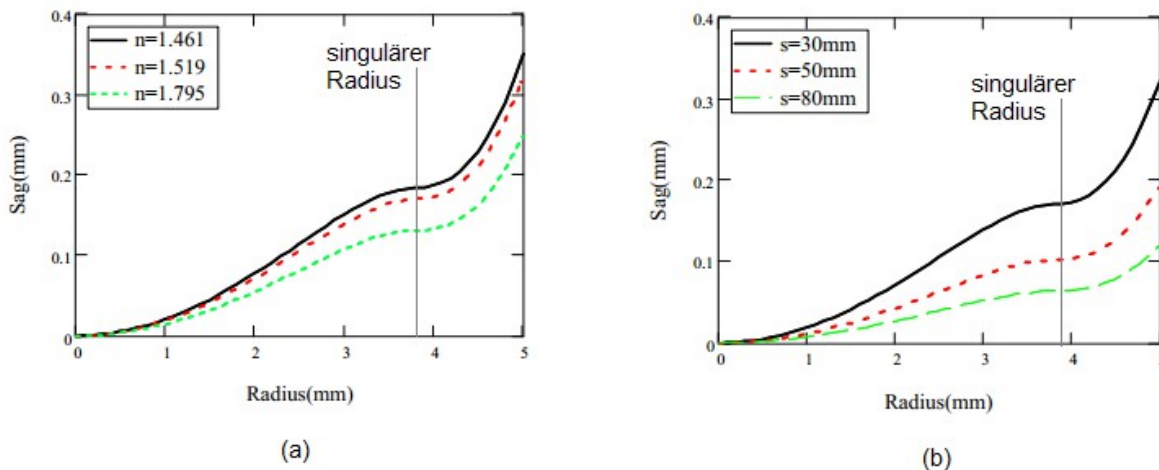


Abbildung 16: Änderung der Oberflächenfunktion für unterschiedliche Brechzahlen (a) und Abstände der Grenzflächen (b)

Der singuläre Radius wird größer im Verhältnis zum Eingangsstrahl, wenn der Ausgangsstrahl im Verhältnis zum Eingangsstrahl vergrößert wird.

In [ZHA03] haben S. Zhang und G. Neil den Einfluss verschiedener Eingangsstrahlen und die Machbarkeit von dünnen Typ 3 Strahlformern theoretisch untersucht. In der folgenden Abbildung steht GSN für ein gaußsches Eingangsprofil. Die Zahl bezeichnet das Vielfache des Strahlradius  $w_{86}$ . *Sech2* bezeichnet ein  $sech^2$ -förmiges Strahlprofil, welches die geringste Abweichung zu GSN2 hätte. Wie in Abb. 17 zu erkennen, ist für ein  $sech^2$ -förmiges Eingangsprofil die Abweichung der entstehenden Intensitätsverteilung zum Top-Hat tolerierbar. Mit zunehmendem Eingangsstrahlradius steigt die in achsenfernen Bereichen deponierte Energie des Ausgangsstrahls monoton an, bzw. fällt monoton für zu kleine Eingangsstrahlradien. Dieses Verhalten trifft auch auf für alle anderen in Abb. 15 vorgestellten Aufbauten zu.

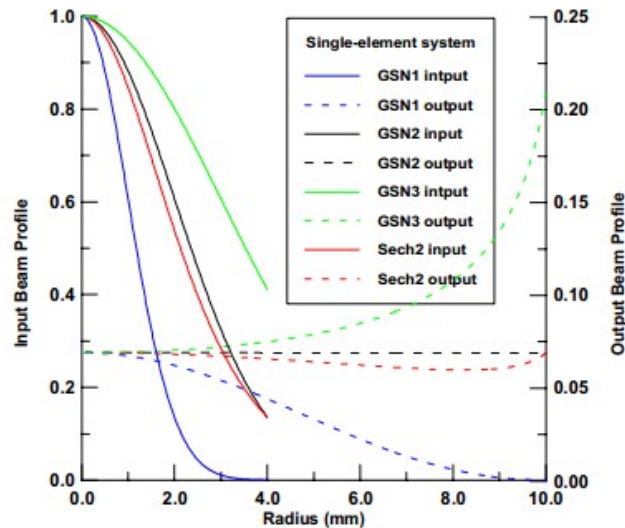


Abbildung 17: refraktive Strahlformung bei verschiedenen Eingangsstrahlprofilen

Typ 3 und Typ 4 Strahlformer bestehen aus nur einem optischen Element. Wie in [ZHA03] gezeigt, kann dieses für Typ 3 auch sehr dünn gestaltet werden. Dies ist insbesondere für Anwendungen mit Femtosekundenlasern günstig, da bei dünnen Materialstärken eine dispersionsbedingte Pulsstreckung reduziert werden kann. Weitere Argumente, die für einen dünnen Typ 3 Strahlformer sprechen, sind die einfachere Justage im Strahlengang und die Möglichkeit einer kostengünstigen Großserienproduktion [ZHA03].

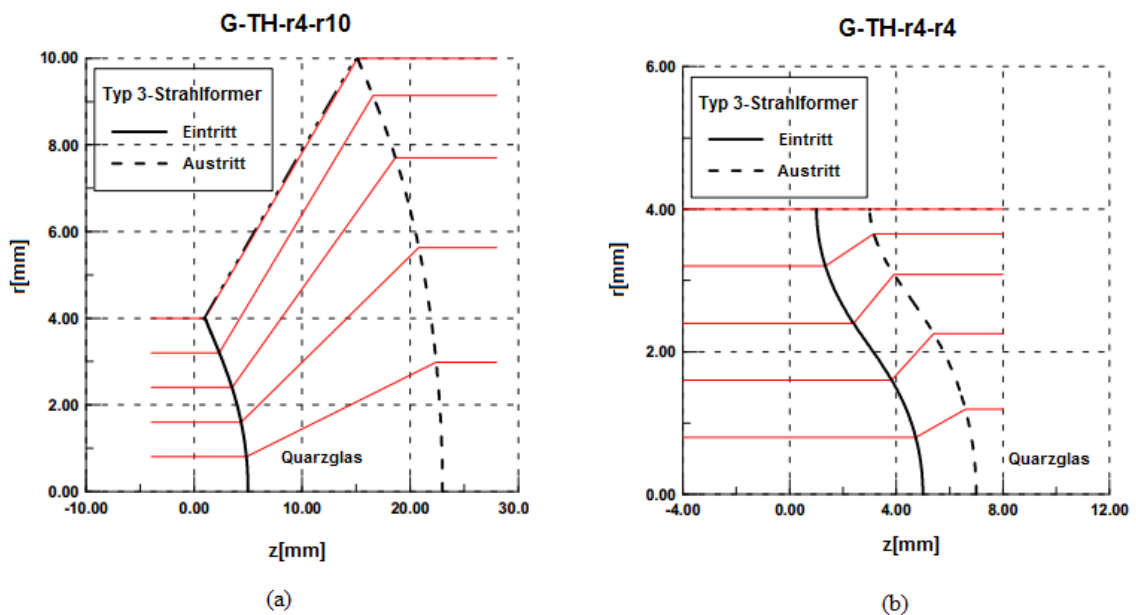


Abbildung 18: dünne Refraktive Typ 3 Strahlformer für Eingsstrahlradius von 4 mm Ausgangsstrahlradien von 10 mm (a) und 4 mm (b) [ZHA03]

Wie zu erkennen, ist der Typ 3 Strahlformer rechts mit 2 mm deutlich schmäler als der links dargestellte. Die geringste Materialstärke wird benötigt, wenn der Ausgangsstrahlradius etwa dem Eingangsstrahlradius entspricht. In Abb. 18 b ist ebenfalls zu erkennen, dass die

Flächen nur bis zum singulären Radius dargestellt wurden. Radiale Strahlanteile, die darüber hinaus gehen, würden von der Apertur der Optik abgeschnitten werden. Die Strahlformung wäre damit nicht mehr verlustfrei.

Eine Erweiterung refraktiver Strahlformer vom Typ 1 wurde 2009 von A. Laskin in [LAS09] vorgestellt. Neben einer Pulsverbreiterung sorgt die Dispersion bei breitbandigen Strahlenquellen wie Femtosekundenlasern auch für eine fehlerhafte Parallelisierung der Strahlen an der zweiten Grenzfläche. Mathematisch gesehen wird also die Bedingung gleicher optischer Weglängen nur für eine Wellenlänge erfüllt. Die Strahlanteile der Wellenlängen, für die dies nicht erfüllt ist, werden bei Austritt aus dem Strahlformer stärker fokussiert oder defokussiert. Dies kann gerade bei ultrakurzen Pulsen zu einer Beschädigung der weiteren Optiken im Strahlengang führen. In [LAS09] wird eine einfache Variante beschrieben, ein achromatisches System zu erzeugen. Die Freiformflächen des Typ 1 Strahlformers werden gemäß DIN 10110 mit der Asphärengleichung

$$z(r) = \frac{\frac{1}{R} \cdot r^2}{\sqrt{1 - (1 + \kappa) \cdot \left(\frac{1}{R}\right)^2 \cdot r^2}} + a_1 r^2 + a_2 r^4 + a_3 r^6 + a_4 r^8 \quad [6.27]$$

beschrieben. Wobei  $R$  der Krümmungsradius der Oberfläche im Scheitelpunkt ist,  $\kappa$  die konische Konstante und  $a_n$  die Asphärenkoeffizienten. Um ein System aus sphärischen Linsen als achromatisch zu designen, müssen verschiedene Materialien mit verschiedenen Brechungsindizes so zusammengestellt werden, dass deren Gesamtbrennweite oder Brechkraft bei verschiedenen Wellenlängen gleich ist. Zur Berechnung dieser können die Gleichungen der paraxialen Optik verwendet werden. Um ein achromatisches System zu erzeugen, wird dem Typ 1 Strahlformer auf folgende Weise eine sphärische Linse hinzugefügt:

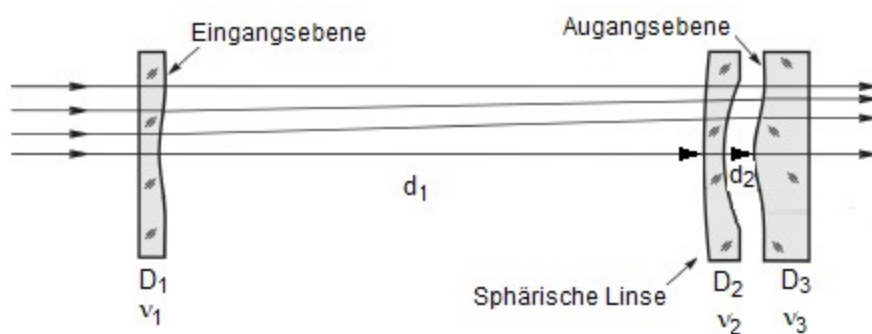


Abbildung 19: Achromatischer Typ 1 Strahlformer (schematisch)  
[LAS09]

$d_n$  bezeichnet die Abstände der Komponenten untereinander,  $D_n$  die Brechkraft und  $v_n$  die Abbe-Zahl der jeweiligen Komponente. Zur Bestimmung der Brechkraft der asphärischen Flächen kann der Krümmungsradius im Scheitelpunkt herangezogen werden. Soll das Gesamtsystem bei exakt zwei Wellenlängen die gleiche Brechkraft besitzen, erhält man für

eine dreilinsige Optik folgenden Formelsatz (entnommen aus [LSA09] ohne Herleitung):

$$D_{ges} = D_1 + D_2 + D_3 - D_1 D_2 d_1 - D_1 D_3 d_1 - D_1 D_3 d_2 - D_2 D_3 d_2 + D_1 D_2 D_3 d_1 d_2 \quad [6.28]$$

$$0 = \frac{D_1}{v_1} + \frac{D_2}{v_2} + \frac{D_3}{v_3} - d_1 D_2 d_1 \left( \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_1} \right) - D_2 D_3 d_2 \left( \frac{1}{v_2} + \frac{1}{v_3} \right) - D_1 D_3 (d_1 + d_2) \left( \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_3} \right) + D_1 D_2 D_3 d_1 d_2 \left( \frac{1}{v_1} + \frac{1}{v_3} \right) \quad [6.29]$$

Die Gesamtbrechkraft  $D_{ges}$  des Systems sollte für refraktive Strahlformer Null sein. Zusammen mit dem Energieerhaltungssatz für Strahlenbündel und der Bedingung gleicher optischer Weglängen bilden [6.28] und [6.29] einen lösbaren Formelsatz. Mit dieser Methodik berechnete Strahlformer wurden bereits gebaut und getestet. Um die Achromasie zu untersuchen, wurde die Brechkraft mit einem zwei-Elemente Typ 1 Strahlformer über einen Wellenlängenbereich von 632,8 nm bis 1064 nm verglichen.

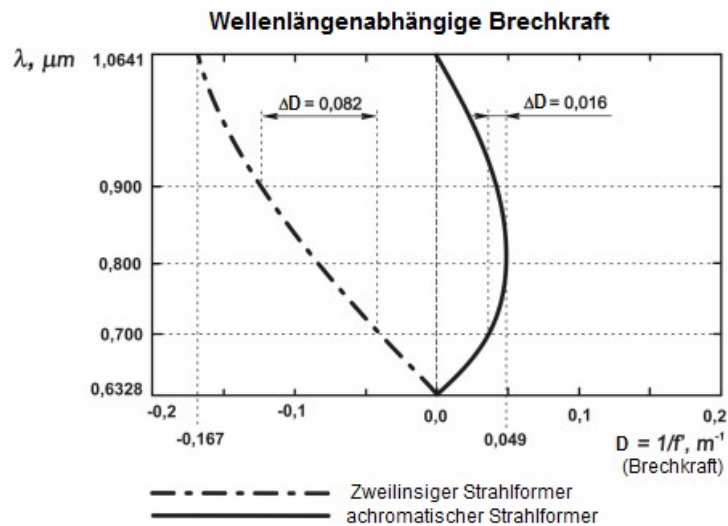
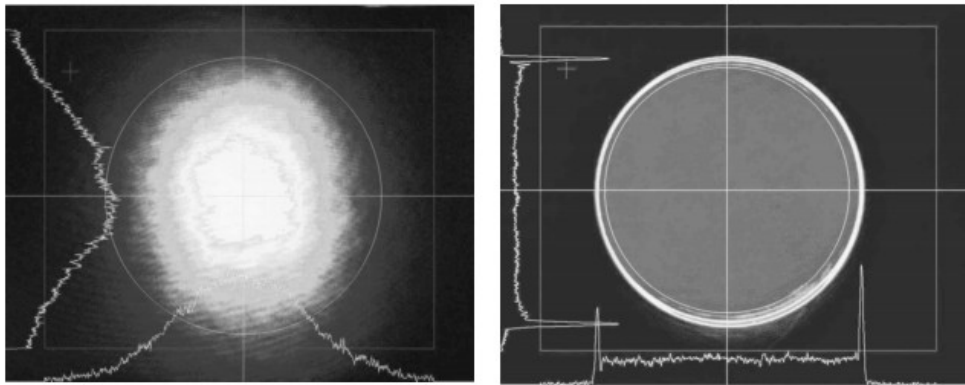


Abbildung 20: Abhängigkeit der Brechkraft für zweilinsige und achromatische Typ 1 Strahlformer [LAS09]

In Abb. 20 ist ebenfalls die Änderung der Brechkraft bei dem für Femtosekundenlaser üblichen Wellenlängenbereich von 700 bis 900 nm eingezeichnet. Es ist deutlich zu erkennen, dass bereits bei der Verwendung paraxialer Näherungen zur Berechnung die Brechkraft deutlich weniger variiert,.



*Abbildung 21: Eingangs- und Ausgangsprofil eines achromatischen Typ 1 Strahlformers [LAS09]*

Die Intensitätsüberhöhungen an den Rändern des Ausgangsstrahls können durch das fehlerhafte Eingangsstrahlprofil oder die optische Wirkung der sphärischen Linse entstehen. Es ist ebenfalls zu erkennen, dass ein hochfrequentes räumliches Rauschen im Eingangsstrahl nicht durch den Strahlformer beeinflusst wird und in derselben Ausprägung am Ausgang vorhanden ist.

Der herausstechende Vorteil refraktiver Strahlformer ist die geringe Divergenz der Ausgangsstrahlung. Diese entsteht bei idealer Ausrichtung allein durch Beugungseffekte. Wird ein solcher Strahlformer über den singulären Radius hinaus gefertigt, kann nahezu die gesamte Strahlleistung in der Zielverteilung deponiert werden. Diese ist zudem auch frei von Specklen, unabhängig von der Kohärenz der Quelle. Die Erweiterung auf achromatische Systeme erlaubt zudem auch die Formung von breitbandiger kohärenter Strahlung.

Alle refraktiven Strahlformer bestehen aus mindestens zwei optisch wirksamen Grenzflächen. Daraus ergeben sich die Nachteile. Zum einen ist die Massenproduktion für asphärische Oberflächen aufwendiger als die für die meisten DOEs, ausgenommen jene, welche ausschließlich über Lithographie hergestellt werden können. Zum anderen müssen beide Flächen genau im Strahlengang justiert sein. Außerdem muss der Eingangsstrahl eine genau definierte Divergenz und Intensitätsverteilung besitzen.

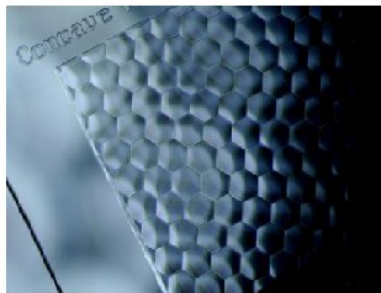
Refraktive Strahlformer können überall da eingesetzt werden, wo keine Strahlleistung in höheren Beugungsordnungen verloren gehen darf und eine hohe Homogenität der angestrebten Verteilung nötig ist, trotz hochkohärenter Strahlung. So wurden sie beispielsweise verwendet, um den Ti:Saphier Kristall eines Femtosekundenlasers beim optischen pumpen homogener auszuleuchten. So konnte die Intensität der Femtosekundenpulse erhöht werden [LAS09]. Ein weiteres Anwendungsgebiet ist die Holographie. Hier konnte durch verlustfreie Strahlformung die Belichtungszeit reduziert und die Qualität des Hologramms erhöht werden [LAS12].

## 2.4 Strahlintegratoren und Diffusoren

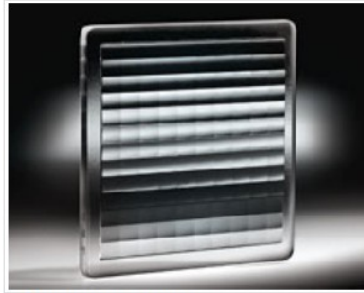
Strahlformung kann auch über eine stochastische oder deterministische Überlagerung verschiedener Strahlanteile erfolgen. Dies können Diffusoren und Integratoren bewirken. Im Gegensatz zu diffraktiven Diffusoren oder anderen DOEs spielen Beugungseffekte bei diesen eine untergeordnete Rolle. Zur Berechnung der Zielverteilung können die Gesetze der Strahlenoptik verwendet werden. Die Strahlformung selbst erfolgt dabei über die Geometrie der Subaperturen und den Mittlungseffekt bei der Überlagerung.

### 2.4.1 Integratoren

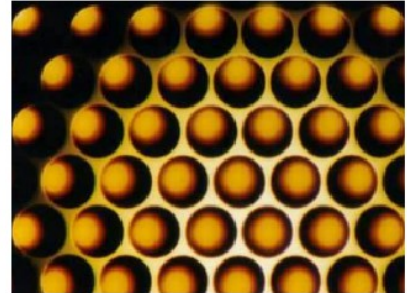
Als Strahlintegratoren bezeichnet man optische Aufbauten aus einer Sammellinse und mindestens einem Linsenarray. Die Subaperturen des Linsenarrays können verschiedene Geometrien besitzen. Energetisch am günstigsten für die Strahlformung sind dabei nahtlos aneinanderreihbare Geometrien wie Rechtecke, Sechsecke und Dreiecke.



PowerPhotonic Ltd.



edmund Optics GmbH



SUSS MicroTec

Abbildung 22: Linsenarrays aus dem Sortiment verschiedener Hersteller

Man unterscheidet zwischen abbildenden und diffraktiven Integratoren. Letztere bestehen aus zwei optischen Elementen: einem Linsenarray und einer Sammellinse, welche auch als Primärlinse bezeichnet wird. Die Zielverteilung befindet sich in der Brennebene der Linse, also mathematisch gesehen im Fernfeld des Linsenarrays, woraus sich ähnlich wie in Kapitel 2.2.2 die Bezeichnung „diffraktiv“ ableitet. Es wird folgender optischer Aufbau realisiert:

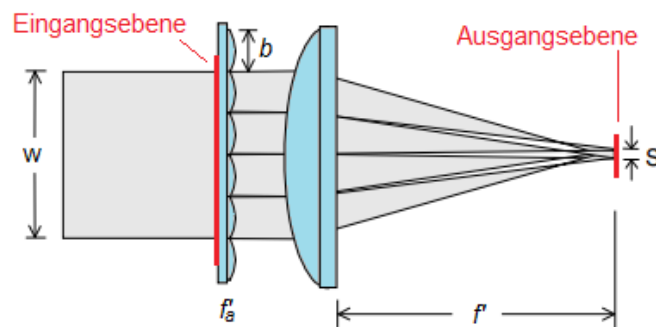


Abbildung 23: Aufbau eines diffraktiven Integrators [DIC96]



Damit ein Integratoraufbau funktioniert, müssen folgende Bedingungen erfüllt sein:

- (1) Die Intensität oder Amplitude des Eingangsstrahls ist näherungsweise konstant innerhalb einer Subapertur. Abweichungen sind klein genug, dass diese sich durch die Mittlung untereinander ausgleichen.
- (2) Die Phasenlage über alle Subaperturen ist konstant. Abweichungen würden zu einem Versatz der Fokusbildung und damit der Position des entsprechenden Strahlanteils in der Zielebene führen.
- (3) Die Eingangsstrahldivergenz variiert nicht zu stark mit der Zeit. Dies würde zu den unter (2) aufgeführten Problemen führen.
- (4) Die Eingangsstrahlung sollte innerhalb jeder Subapertur räumlich kohärent sein. Dies ermöglicht eine exakte Berechnung der Zielverteilung über das FRAUNHOFERSCHE Beugungsintegral. Für abbildende Integratoren muss dies nicht erfüllt sein. Hier kann die Ausgangsverteilung rein strahlenoptisch ermittelt werden.

Mit Hilfe der paraxialen Optik kann für die Größe  $S$  folgende Berechnungsvorschrift hergeleitet werden [DIC00]:

$$S = \frac{f' \cdot b}{f'_a} \quad [7.1]$$

Das bedeutet, so lange die Blendenzahl  $f'_a/b$  der Subaperturen gleich bleibt, kann die Form der Mikrolinsen innerhalb des Arrays variiert werden. Durch die direkte Proportionalität zu der Größe  $b$  kann die Form der Ausgangsverteilung modifiziert werden. Wenn jede Subapertur die gleiche Blendenzahl und Form hat, ist die Ausgangsverteilung homogen und besitzt die Kontur der Subapertur, wobei die genaue Intensitätsverteilung in der Zielebene bei diffraktiven Integratoren vom Grad der Kohärenz der eintreffenden Strahlung abhängt. Die Intensitätsverteilung in der Zielebene kann berechnet werden über:

$$I(x, y) = \left| \sum_{n,m} A_{nm} \cdot \exp \{ i [ k (\alpha_n x + \beta_m y) + \phi ] \} \right|^2 \cdot |F(\text{Subapertur})|^2 \quad [7.2]$$

wobei  $\alpha$  und  $\beta$  der Richtungskosinus des jeweiligen Teilstrahls  $n, m$  ist,  $A_{nm}$  ist die Amplitude innerhalb der jeweiligen Subapertur,  $\phi$  ist die Phasenlage des einfallenden Strahls. Der rechte Ausdruck symbolisiert die Fouriertransformation der Subaperturfunktion gemäß FRAUNHOFERSCHEM Beugungsintegral. Bei Strahlung mit hoher räumlicher Kohärenz entsteht durch die Überlagerung der Teilstrahlen ein Interferenzmuster in der Zielebene. Handelt es sich bei den Subaperturen um Rechtecke mit der Kantenlänge  $b$ , kann ausgehend von [7.2] die Periode  $p$  des entstehenden Musters berechnet werden.



$$p = \frac{\lambda}{\alpha} = \frac{\lambda f'}{b} \quad [7.3]$$

wobei  $\alpha$  hier der Winkel zwischen angrenzenden Teilstrahlen ist. Die interferenzbedingten Schwankungen der Zielverteilung sind bei diffraktiven Integratoren nicht zu vermeiden. Möglichkeiten, den Effekt zu unterdrücken sind, die Brennweite der Primärlinse zu verringern oder den Durchmesser der Subaperturen zu erhöhen. Dadurch rücken die Interferenzmaxima näher zusammen und eventuelle negative Einflüsse auf das Bearbeitungsergebnis, für welche die Zielverteilung vorgesehen war, können minimiert werden.

Abbildende Integratoren bestehen aus zwei Linsenarrays und einer Primärlinse. Praktisch gesehen erzeugt das erste Array ein Bild der Lichtquelle auf oder in der Nähe des zweiten Arrays, welches zusammen mit der Primärlinse die Subaperturen auf der Zielebene abbildet. Die Homogenisierung der Eingangsverteilung erfolgt hier ebenfalls durch eine Mittlung der Intensitätsverteilungen innerhalb der Segmente. Es wird folgender optischer Aufbau realisiert:

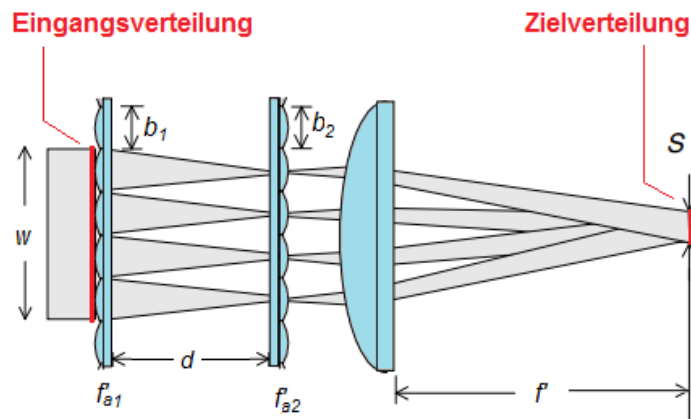


Abbildung 24: Aufbau eines abbildenden Integrators [DIC96]

Die Größe der Zielverteilung kann mit Hilfe der Gleichung für dünne Linsen aus der paraxialen Optik und Gleichung [7.1] ermittelt werden.

$$S = \frac{b_1 f'}{f'_{a1} f'_{a2}} \cdot [f'_{a1} + f'_{a2} - d] \quad [7.4]$$

Das bietet die Möglichkeit, die Größe des homogen ausgeleuchteten Fleckes über den Abstand  $d$  der beiden Linsenarrays zu variieren. Um Strahlverluste zu vermeiden, sollte der Abstand so gewählt werden, dass gilt:

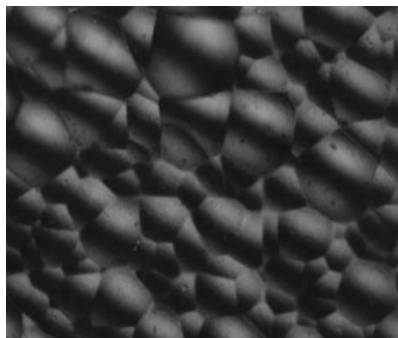
$$f_{a1} < d < f_{a1} + f_{a2} \quad [7.5]$$

So ist der Durchmesser der erzeugten Teilstrahlen auf dem zweiten Linsenarray immer kleiner als dessen Subaperturdurchmesser. Durch die direkte Abbildung der Segmente des ersten Arrays eignen sich diese Art von Integratoren auch für die Homogenisierung von räumlich nicht kohärenter Strahlung. Generell erzeugen abbildende Integratoren Zielverteilungen mit steileren Flanken und geringeren Beugungseffekten als nicht abbildende. Die Ausprägung dieser Effekte hängt bei beiden auch vom Durchmesser der Subaperturen und der Brennweite der Primärlinse ab. Gemäß Beugungstheorie des Lichtes gilt: je größer die Brennweite der Primärlinse oder je kleiner die Subapertur, desto stärker werden die Beugungseffekte.

Integratoren eignen sich besonders gut für unregelmäßige und zeitlich veränderliche Strahlprofile und, im Falle von abbildenden Systemen, auch für inkohärente Strahlung. Die Homogenität der Ausgangsstrahlung hängt neben der räumlichen Kohärenzlänge auch von der vom Eingangsstrahl bestrahlten Anzahl der Segmente ab. Je größer diese ist, desto uniformer ist das Ausgangsstrahlprofil.

#### 2.4.2 Optische Diffusoren

Besteht die Oberfläche des Linsenarrays aus stochastisch verteilten Linsen unterschiedlicher Brennweite und Apertur, werden diese als (optische) Diffusoren bezeichnet. Sind Brennweite und Apertur unabhängig voneinander, entsteht eine gaußförmige Winkelverteilung der Ausgangsintensität. Im Gegensatz zum  $TEM_{00}$ -Strahlprofil ist diese von Specklen durchsetzt, aufgrund der Überlagerung der unterschiedlichen Strahlanteile im Fernfeld.



*Abbildung 25: Oberfläche eines refraktiven optischen Diffusors [DIC96]*

Divergente Strahlung ist für die meisten Laseranwendungen ungünstig, da Strahlleistung an den Aperturgrenzen folgender Optiken verloren gehen kann. Um die Strahlung nach einem Diffusor zu parallelisieren, kann eine Kollimatorlinse verwendet werden. Dabei befindet sich der Diffusor im Brennpunkt dieser.

In [BIC08] wird ein rotierender Diffusor in Verbindung mit einem abbildenden Integrator verwendet, um die Homogenität des Ausgangsstrahls zu steigern. Der Diffusor befindet sich

dabei im Brennpunkt eines keplerschen Teleskops. Die daraus austretende Strahlung wird mit einem abbildenden Integrator in ein quadratisches Top-Hat-Profil gewandelt.

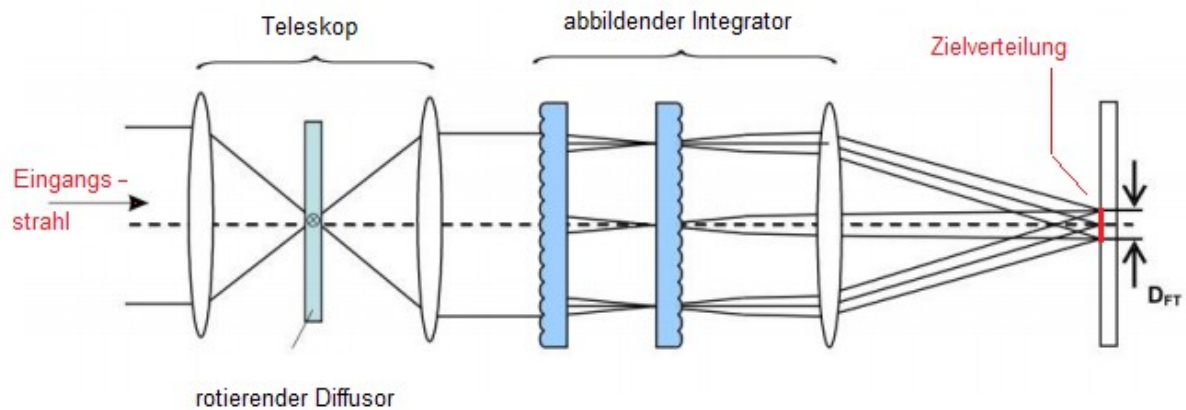


Abbildung 26: Doppelsystem: Diffusor – abbildender Integrator [BIC08]

Im Grunde handelt es sich um ein System aus zwei Strahlformeraufbauten. Die Verbesserung der Homogenität entsteht durch die Rotation des Diffusors. Somit besteht innerhalb des Betrachtungszeitraumes praktisch keine Kohärenz der in den Integrator eintretenden Strahlung. Der Betrachtungszeitraum kann die Bearbeitungsdauer, Aufnahmedauer, Belichtungsdauer, Pulsdauer u.s.w. sein. Dieser Effekt entsteht durch die scheinbar zufällige, zeitlich veränderliche Phase, die durch den bewegten Diffusor induziert wird [BIC08]. Es konnte eine Homogenität von  $< 1\%$  erreicht werden.

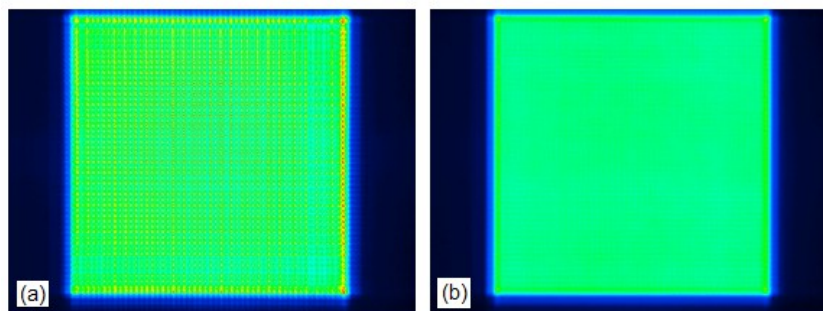


Abbildung 27: Abbildender Integrator ohne (a) und mit (b) rotierendem Diffusor [BIC08]

Eine Weiterentwicklung der Diffusoren wurde 2003 von RPC Photonics in [SAL03] vorgestellt. Es wurden Mikrolinsenarrays mit fester Beziehung zwischen Brennweite, Apertur, Verkippung und Verteilung der Linsen (Streuzentren) erzeugt, um eine definierte Winkelverteilung der gestreuten Strahlung zu generieren. Soll beispielsweise eine homogene Ausgangsverteilung entstehen, muss ein hoher Korrelationsgrad zwischen den verschiedenen Durchmessern der Streuzentren und deren Krümmungsradien bestehen.

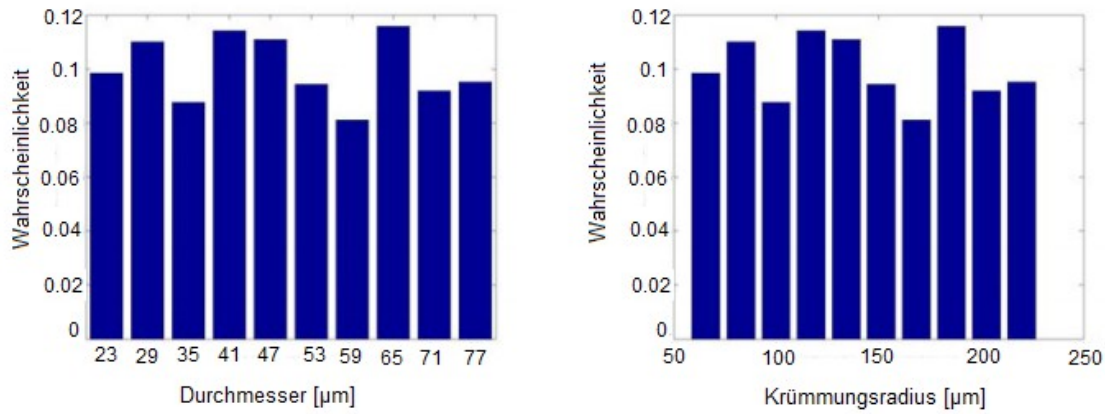


Abbildung 28: Verteilungen von Mikrolinsendurchmesser und -Krümmungsradien bei einem homogenisierenden Diffusor [MOR03]

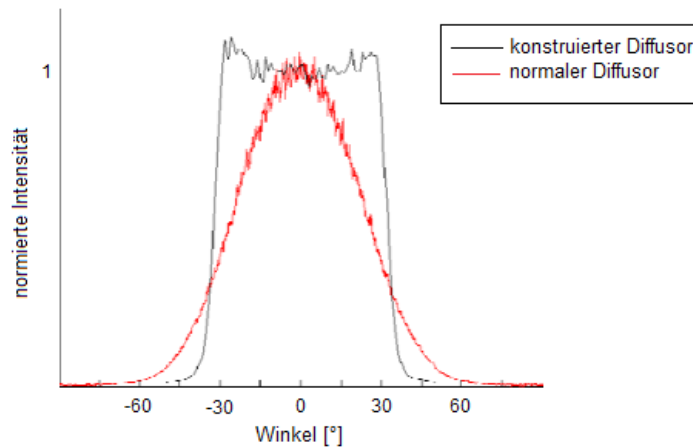


Abbildung 29: Vergleich der optischen Antworten von normalem und homogenisierendem Diffusor [MOR03]

Die Geometrie der optischen Antwort wird durch die Form der Apertur und die Krümmungen der Mikrolinsen bestimmt. Diese wird in [SAL03] angegeben mit:

$$z(x_0) = \frac{\frac{1}{R} \cdot x_0^2}{1 + \sqrt{1 - (1 + \kappa) \cdot \left(\frac{1}{R}\right)^2 \cdot x_0^2}} \quad [7.6]$$

wobei  $R$  der Krümmungsradius im Scheitelpunkt ist und  $\kappa$  die konische Konstante. Jedes Element wird als Phasenelement betrachtet, dessen Verteilung  $I$  im Fernfeld gemäß Beugungstheorie und [SAL03] proportional zur Fouriertransformation

$$I(\theta, \lambda, \kappa, n, R) \propto F \left\{ e^{i \frac{2\pi}{\lambda} [n(\lambda) - 1] \cdot z(x_0)} \right\} \quad [7.7]$$

ist. Durch eine stochastische Verteilung aller Streuzentren über die Fläche des Arrays kann eine inkohärente Überlagerung aller Beugungsmuster angenommen werden, sofern die Streuzentren klein sind, im Vergleich zum Eingangsstrahldurchmesser. Gemäß [SAL03] ist die mittlere Zielintensität damit:

$$\langle I(\theta) \rangle \propto \frac{\int d\alpha P(\alpha) I(\theta, \lambda, \kappa, n, R)}{\int d\alpha P(\alpha)} \quad [7.8]$$

wobei  $P(\alpha)$  die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Designparameters  $\alpha$  ist. Wird mehr als ein Parameter modifiziert, wird der Ausdruck [7.8] zu einem Mehrfachintegral.

Optische Elemente dieser Art werden von RPC Photonics unter dem Produktnamen Engineered Diffuser™ (dt.: konstruierter Diffusor) kommerziell angeboten. Es sind bereits mehrere Ausführungen mit verschiedenen optischen Antworten erhältlich.

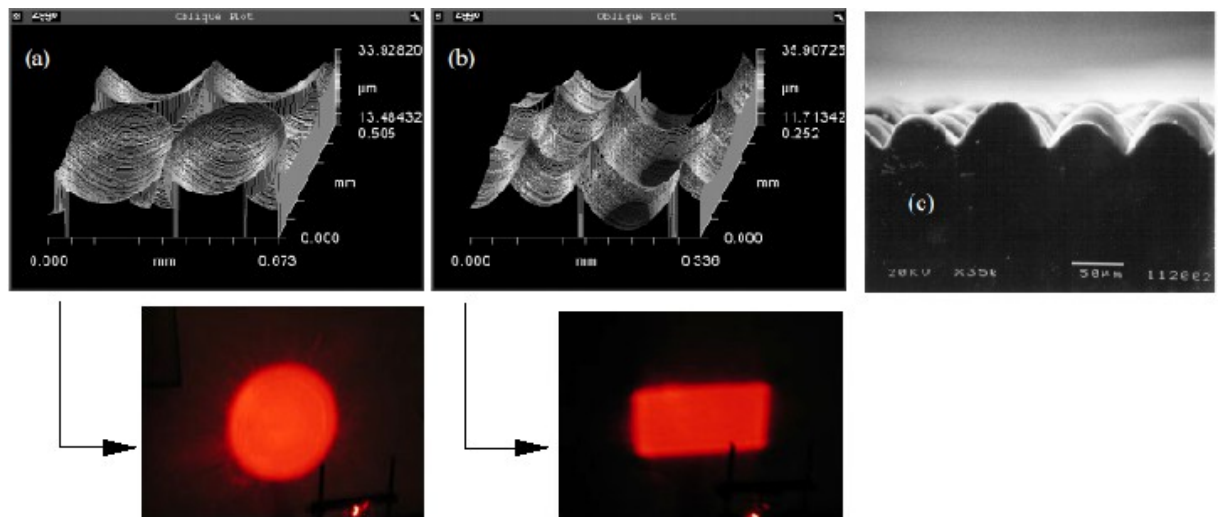


Abbildung 30: Oberflächen und optische Antwort verschiedener konstruierter Diffusoren  
a) Kreis; b) Rechteck; c) elektronenmikroskopische Aufnahme eines Rechteckdiffusors

Es ist gut zu erkennen, dass die Geometrie der Subapertur die Form der optischen Antwort widerspiegelt. In Abb. 30 (c) wird auch die Unterschiedliche Verklippung einzelner Streuzentren deutlich. Diese sind gleichmäßig über die Diffusoroberfläche verteilt. Somit reicht die Bestrahlung eines ausreichend großen Teils der gesamten Fläche aus, um die gewünschte optische Antwort zu erhalten, wodurch eine hohe Resistenz gegen Variationen des Eingangsstrahlprofils und Positionierungsfehlern gegeben ist. Ein weiterer Vorteil gegenüber diffraktiven Diffusoren ist eine nicht vorhandene Nullordnung im Ausgangsprofil. Des Weiteren sind diese Elemente auch bei breitbandigeren Strahlquellen verwendbar, ohne dass ein zusätzlicher Aufwand für Achromatisierung betrieben werden müsste. Im Gegensatz zu diffraktiven optischen Elementen und Integratoren muss die Strahlung auch nicht kohärent sein.

Die Nachteile sind das Auftreten von Specklen im Ausgangsprofil und im Bezug auf die meisten Laseranwendungen auch die hohe Divergenz. Diese liegt für die aktuell kommerziell erhältlichen konstruierten Diffusoren in einem Halbwinkelbereich von  $10^\circ$  bis  $60^\circ$ , je nach Spezifikation. Für die Homogenität von Top-Hat-Diffusoren gibt der Hersteller eine Uniformität von  $\pm 5 - 10\%$  an (Stand 2013). Bisher werden konstruierte Diffusoren für LED Beleuchtungssysteme verwendet. Ob sich diese für Femtosekundenlaserstrahlung und die damit vorgesehene Mikrostrukturierung eignet, soll unter anderem in dieser Arbeit untersucht werden.

## 3 Material und Methoden

### 3.1 Optische Elemente

#### Sphärische Linsen

Bei allen im Folgenden vorgestellten Linsen handelt es sich um Standardlinsen aus n-BK7 aus dem Sortiment diverser Hersteller.

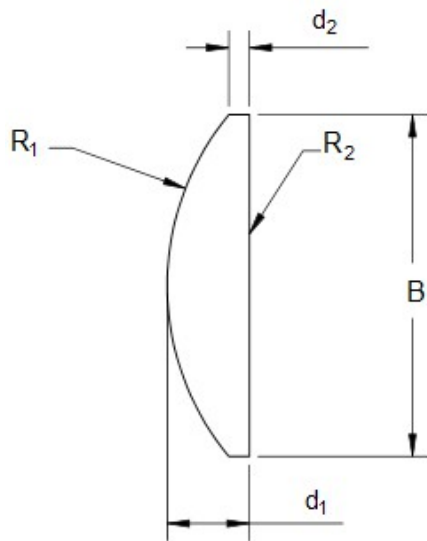


Abbildung 31: Größen der verwendeten Linsen

Für zukünftige Referenzen soll für die Bezeichnung plankonvexer oder plankonkaver Linsen folgende Nomenklatur verwendet werden:

pcx\_B\_f für convexe Linsen

pcv\_B\_f für concave Linsen

wobei  $B$  der Durchmesser der Linse in Millimetern ist und  $f$  die effektive Brennweite in Millimetern. In der folgenden Tabelle wird ebenfalls die hintere Brennweite  $f_{BFL}$  angegeben.

Bezeichnung	$f$ [mm]	$f_{BFL}$ [mm]	$R1$ [mm]	$d_1$ [mm]	$d_2$ [mm]	$B$ [mm]	Hersteller
pcv_25,4_-100	$-99,6 \pm 1\%$	-102,2	-51,5	$4 \pm 0,1$	5,6	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcv_25,4_-75	$-74,7 \pm 1\%$	-77	-38,6	$3,5 \pm 0,1$	5,6	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_25,4_100	$99,7 \pm 1\%$	97,3	51,5	$3,6 \pm 0,1$	2	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_25_100	$100 \pm 1\%$	97,17	51,68	$4,3 \pm 0,1$	2,77	$25 +0/-0,1$	edmund
pcx_25,4_150	$149,5 \pm 1\%$	147,5	77,3	$3,1 \pm 0,1$	2	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_25,4_200	$199,3 \pm 1\%$	197,5	103	$2,8 \pm 0,1$	2	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_25,4_300	$299 \pm 1\%$	297,3	154,5	$2,5 \pm 0,1$	2	$25,4 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_50,8_100	$99,7 \pm 1\%$	93,3	51,1	$9,7 \pm 0,1$	3	$50,8 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_50,8_150	$149,5 \pm 1\%$	144,7	77,3	$7,3 \pm 0,1$	3	$50,8 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_50,8_200	$199,3 \pm 1\%$	195	103	$6,2 \pm 0,1$	3	$50,8 +0/-0,1$	ThorLabs
pcx_50,8_300	$299 \pm 1\%$	295	154,5	$5,1 \pm 0,1$	3	$50,8 +0/-0,1$	ThorLabs

Tabelle 2: Daten der verwendeten Linsen

Alle in Tabelle 2 aufgeführten Daten wurden den Produktbeschreibungen der angegebenen Hersteller entnommen (Stand 2014). Für alle Linsen wird eine Designwellenlänge von  $\lambda_{des} = 587,6$  nm angegeben.

## Asphäre

Die hier verwendete Asphäre ist eine Kondensorlinse. Diese fokussiert ebene Wellenfronten, welche auf der planen Seite der Linse eintreffen, in einem Punkt auf der optischen Achse. Da alle Strahlengänge reversibel sind, können sie auch dazu verwendet werden, um stark divergente Strahlung zu kollimieren. Zur Beschreibung der Oberflächenform wird die Gleichung [6.27] verwendet. Für zukünftige Referenz soll folgende Nomenklatur gelten

$asc\_B\_f$  für asphärische Kondensorlinsen

Wobei  $B$  der Durchmesser der Linse in Millimetern ist und  $f$  der Abstand zwischen Oberfläche und Brennpunkt.

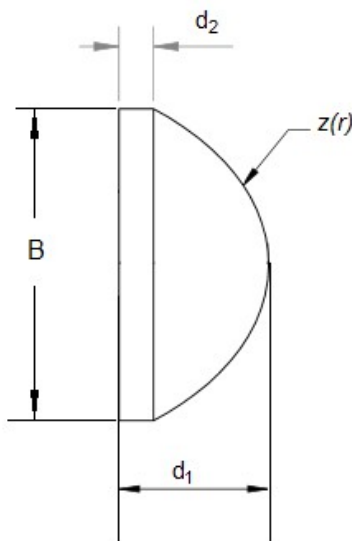


Abbildung 32: Größen bei Asphären

### **asc\_25\_20**

Hersteller: Thorlabs

- Material: B270
- effektive Brennweite:  $f = 20 \text{ mm} \pm 5\%$
- hintere Brennweite:  $f_{BFL} = 12,1 \text{ mm}$
- Design-Wellenlänge: k.A
- $d_1 = 12 \pm 0,3 \text{ mm}$
- $d_2 = 2,76 \text{ mm}$
- $B = 25 \text{ } +0/-0,5 \text{ mm}$
- AR-Beschichtung: 650 – 1050 nm

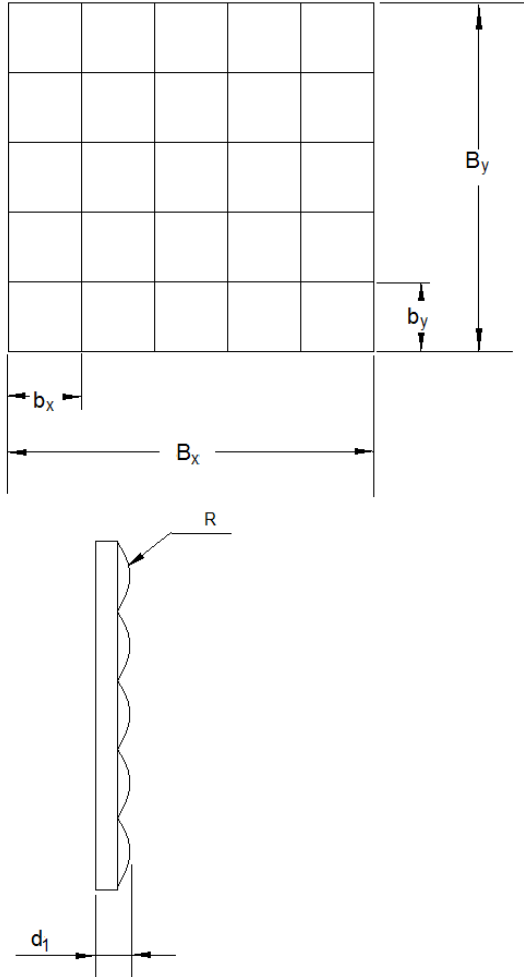
Komponenten von  $z(r)$  gemäß [6.27]

- $R = 10,4616 \text{ mm}$
- $\kappa = -0,626528$
- $a_4 = 1,5 \cdot 10^{-5}$



## Mikrooptiken

Es stehen mehrere Mikrooptiken zur Verfügung, welche für Homogenisiereraufbauten gemäß Kap. 2.4 verwendet werden sollen. Über die beiden Mikrolinsenarrays ist nur wenig bekannt, da es sich um Leihgaben handelt. Die folgenden Werte für diese wurden durch Messungen mittels Messschieber und Konfokalmikroskop ermittelt. Für die Berechnung der Brennweite wurde die Berechnungsvorschrift für dünne Linsen verwendet.

 <p><i>Abbildung 33: Größen der Mikrolinsenarrays</i></p>	<p>Referenz : <b>MLA1</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Material: Quarzglas</li> <li>- Typ: 7 x 7 Plam-Convexe Mikrolinsen</li> <li>- Brennweite (775 nm): <math>f = 173,1 \text{ mm} \pm 2\%</math></li> <li>- Brennweite (gemessen): <math>(210 \pm 3) \text{ mm}</math></li> <li>- Füllfaktor: <math>98 \pm 2\%</math></li> </ul> <p>Abmessungen:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>b_x = b_y = 2,15 \pm 0,01 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>B_x = B_y = 15,07 \pm 0,01 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>d_1 = 1,14 \pm 0,005 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>R = 70,15 \pm 1,37 \text{ mm}</math></li> </ul>
	<p>Referenz : <b>MLA2 :</b></p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- Material: Quarzglas</li> <li>- Typ: 7 x 7 Plam-Convexe Mikrolinsen</li> <li>- Brennweite (775 nm): <math>f = 154,6 \text{ mm} \pm 2\%</math></li> <li>- Brennweite (gemessen): <math>(260 \pm 3) \text{ mm}</math></li> <li>- Füllfaktor: <math>98 \pm 2\%</math></li> </ul> <p>Abmessungen:</p> <ul style="list-style-type: none"> <li>- <math>a_x = a_y = 2,15 \pm 0,01 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>B_x = B_y = 15,07 \pm 0,01 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>d_1 = 1,21 \pm 0,005 \text{ mm}</math></li> <li>- <math>R = 77,87 \pm 1,38 \text{ mm}</math></li> </ul>

Ein konstruierter Diffusor steht ebenfalls zur Verfügung. Es soll untersucht werden, inwiefern dieser als homogenisierende Optik verwendet werden kann.

Laut Herstellerangaben besitzt der Diffusor folgende Eigenschaften:

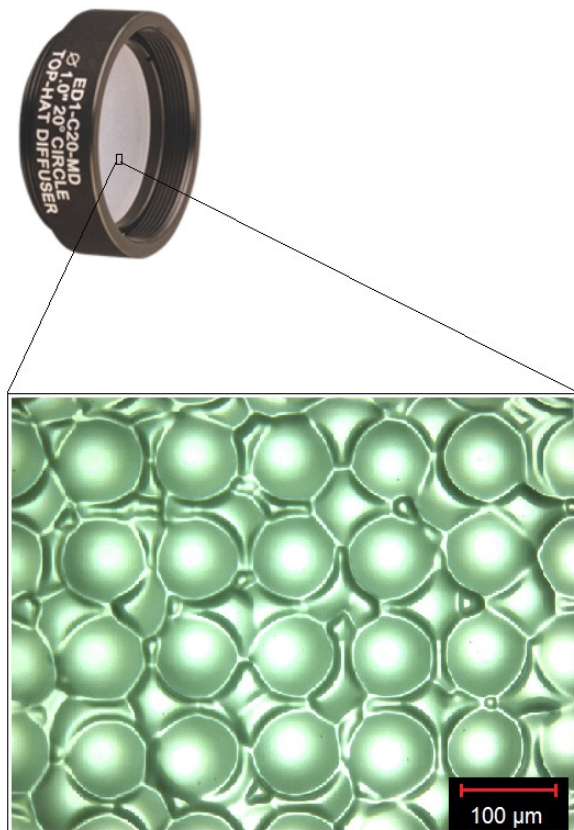


Abbildung 34: Licht-mikroskopische Aufnahme der Diffusoroberfläche

Referenz: **Eng\_Diff**

Hersteller: RPC-Photonics

- Material: ZEONOR (Cyclo Olefin Polymer, thermoplastischer Kunststoff)
- einseitig mikrostrukturiert gemäß Kap. 2.4.2
- Design-Wellenlänge: 400 – 700 nm (achromatisch)
- Durchmesser:  $D = 25,4$  mm
- Dicke :  $d = 1,5$  mm
- freie Apertur: 95 %
- Eingangsstrahlradius:  $> 0,5$  mm
- Divergenzwinkel des Ausgangsstrahls:  $20^\circ$
- Transmissionsgrad:  $> 80\%$
- Zielintensitätsverteilung:

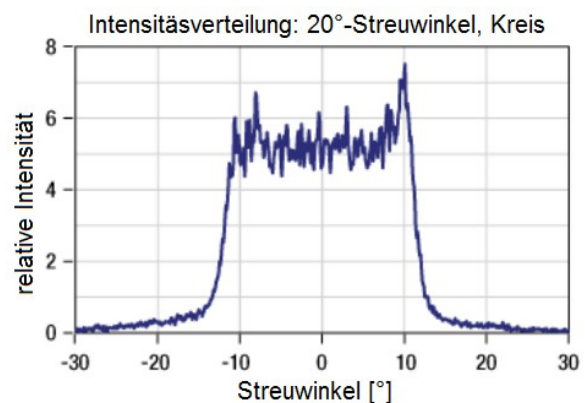


Abbildung 35: Relative Intensitätsverteilung des Diffusors Eng\_Diff

## $\pi$ -Shaper

Auch eine bereits auf dem Markt befindliche und mehrfach getestete Lösung soll nicht von den Untersuchungen ausgeschlossen werden [LAS09]. Es handelt sich dabei um unter dem Produktnamen  $\pi$ -Shaper laufende refraktive Strahlformer der Firma AdlOptica Optical Systems GmbH. Hier soll die in Kapitel 2.3 beschriebene achromatische Variante mit drei optischen Elementen verwendet werden.

Für das vorliegende Modell 6\_6 TiS gibt der Hersteller folgende Daten an:

 <p>Justagering</p> <p>Skala der Homogenisierereinstellung</p>	<p>Referenz: <b><math>\pi</math>-Shaper</b></p> <ul style="list-style-type: none"><li>- Durchmesser : 39 mm</li><li>- Länge : 133 mm</li><li>- refraktiver Strahlformer Typ 1 (s. Kap. 2.3)</li><li>- Designwellenlängen : 632,8 – 1064 nm (achromatisch)</li><li>- AR-Beschichtungen 700 – 900 nm</li></ul> <p>Eingangsstrahlprofil:</p> <ul style="list-style-type: none"><li>- TEM<sub>00</sub> oder gaußförmiges Multimodestrahlprofil (rund)</li><li>- kollimiert</li><li>- Strahlradius <math>w_{86\text{ in}} = 3\text{ mm}</math></li></ul> <p>Ausgangsstrahlprofil</p> <ul style="list-style-type: none"><li>- rundes Flat-Top-Profil</li><li>- kollimiert</li><li>- Homogenität &lt; 5%</li></ul> <p>Strahldurchmesser (FWHM): 6 mm</p>
---	---

Abbildung 36:  $\pi$ -Shaper 6\_6 TiS

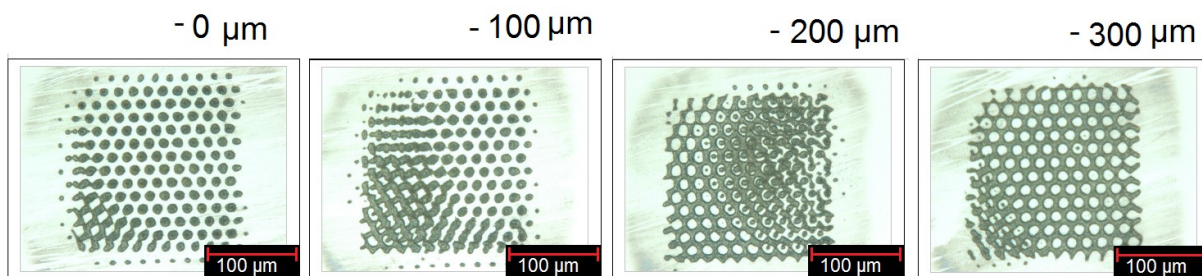
Der Abstand der Optikgruppen des  $\pi$ -Shapers kann über die Justageringe eingestellt werden. Die Auswirkungen auf das Ausgangsprofil, sowie eine ausführliche Untersuchung weiterer Einflussgrößen wie Änderungen der Eingangsstrahlgröße und Fehljustage, sind in [KRA13-1] nachzulesen.

## Objektiv 4LO

Das Objektiv 4LO wurde im Rahmen der Arbeit [KRA13-2] speziell für die Maskenprojektion an der Anlage FS-150-10 entwickelt. Vorangegangene Untersuchungen haben gezeigt, dass die ursprüngliche Abbildung mittels Best-Fit-Quarzglaslinse (Brennweite 100 mm; Apertur 30 mm) den Anforderungen nicht gerecht wird. Daher wurde das Objektiv unter folgenden Maßgaben entwickelt:

- Vergrößerung der freien Apertur von 30 mm auf etwa 50 mm
- Verbesserung des Abbildungsverhältnisses von 10:1 auf etwa 20:1
- Minimierung von Abbildungsfehlern dritter Ordnung
- Beseitigung der Bildfeldwölbung

Die Bildfeldwölbung stellte hier ein besonderes Problem dar. Bei Abbildungen mit der Quarzglaslinse wurde festgestellt, dass bei periodischen Maskenstrukturen eine Bildinversion auftritt, wenn das Substrat im Bildraum entlang z-Richtung verschoben wird.



*Abbildung 37: Abbildungen bei verschiedenen  $\Delta z$  und Quarzglaslinse*

Der abgebildete Bereich entsprach einer Größe von 2 x 2 mm im Objektraum, alle anderen Strahlanteile wurden durch eine Blende unterdrückt. Es ist zu erkennen, dass das Bild auch bei der vermuteten Abbildungsebene nicht inversionsfrei war. Eine Simulation der Abbildung mittels HUYGENS-FRESSNELLSchem Beugungsintegral hat gezeigt, dass sowohl die Fourierebene als auch die Bildebene gekrümmt sind und die Bildinversion eine Beugungserscheinung ist. Diese sollte daher auch nur bei räumlich kohärenter Strahlung zu beobachten sein.

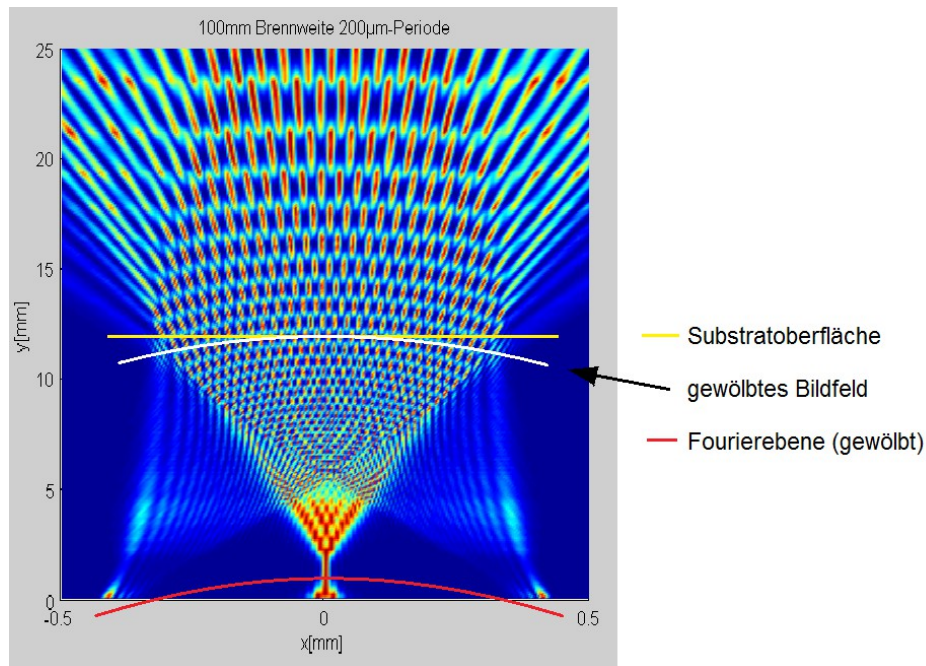


Abbildung 38: Simulation der Abbildung mittels Quarzglaslinse

Das Objektiv 4LO sollte daher so entwickelt werden, dass ein Bereich von mindestens 6 x 6 mm im Objektraum inversionsfrei abgebildet wird, was nur zu erreichen ist, wenn die Bildfeldwölbung minimiert wird. Mithilfe der Optikdesignsoftware OSLO EDU 6.6 konnte folgendes Linsensystem gefunden werden:

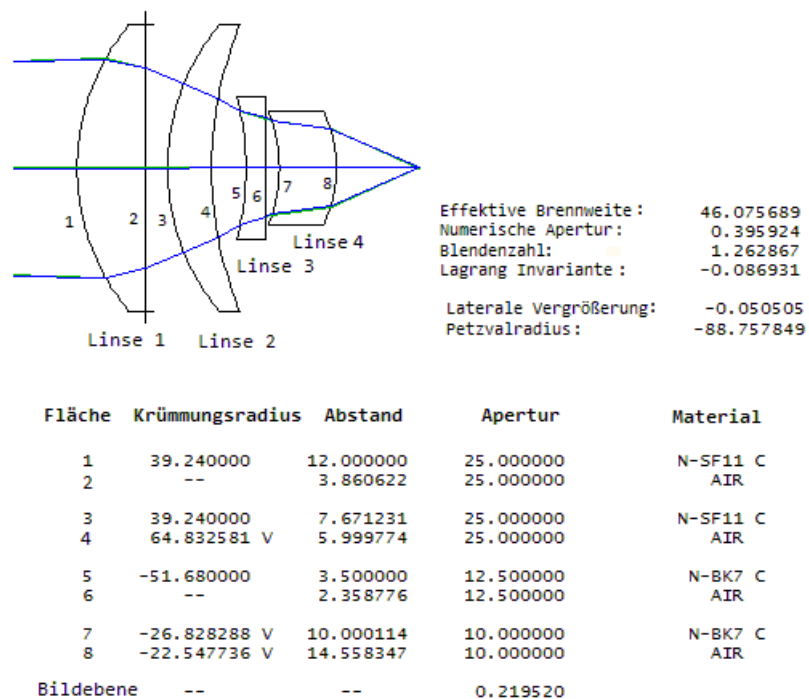


Abbildung 39: Daten des Objektivs 4LO

Es soll im Rahmen dieser Arbeit das erste Mal getestet werden.

## Masken

Für die Maskenprojektion stehen folgende Masken zur Verfügung:

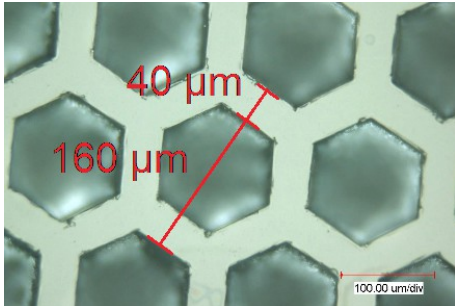


Abbildung 40: Wabenmaske (Ausschnitt)

Die Wabenmaske besteht aus Quarzglas. Die Waben wurden per Maskenprojektion mittels Fluorlaser hergestellt. Durch die rauen Strukturböden der Sechsecke wird die Strahlung an diesen Stellen so stark gestreut, dass diese nicht abgetragen werden. Die eigentliche Maskenstruktur sind somit die Stege zwischen den Waben. Diese Maske eignet sich zur Untersuchung des Abbildungsverhaltens bei Gittermasken.

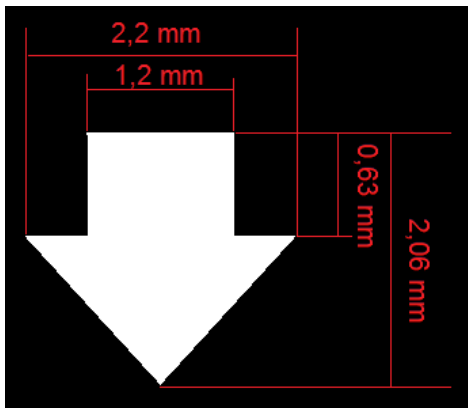


Abbildung 41: Pfeilmaske 1

Die Pfeilmasken bestehen aus Cellulosefaserfolie. Die Pfeilkonturen wurden jeweils durch mechanische Trennverfahren entfernt. Beide Masken eignen sich zur Untersuchung des Abtragsverhaltens bei großflächigen Maskenkonturen. Der transmittive Anteil ist in den beiden linken Abbildungen weiß dargestellt.

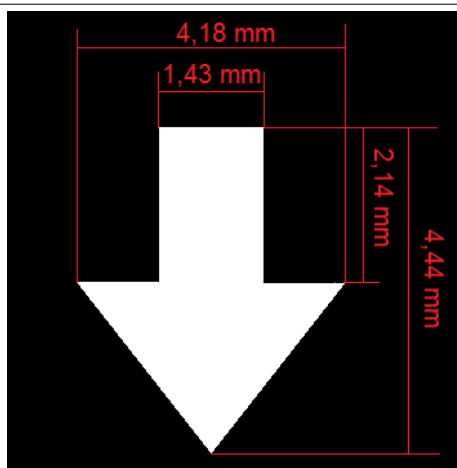


Abbildung 42: Pfeilmaske 2



## 3.2 Messmittel

### CCD-Kamera



Abbildung 43: CCD-Kamera XC-ES50CE

Es handelt sich hierbei um die CCD-Kamera XC-ES50CE der Firma Sony. Das CCD-Array der Kamera befindet sich immer an der Position der Zielebene eines Strahlformers. Jedes Element misst ein intensitätsproportionales Signal. Diese Signale werden softwareseitig in ein 8-Bit Graustufenbild im Bitmap-Format umgewandelt und abgespeichert. Alle Bilder haben eine Größe von 720 x 576 Pixeln. Um die wahren geometrischen Maße zu erhalten, wurde das CCD-Array mittels Auflichtmikroskop untersucht. Es wurden folgende Werte gemessen:

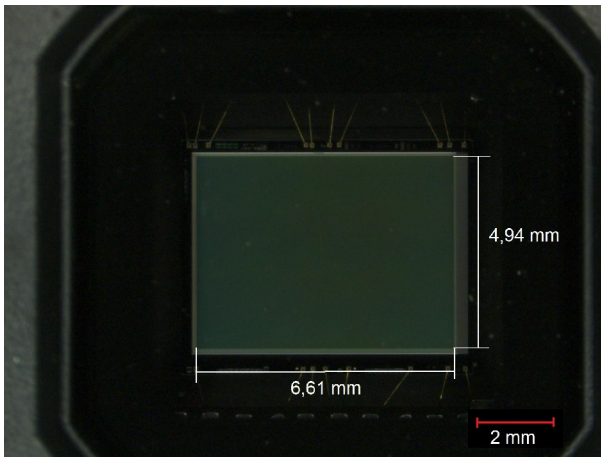


Abbildung 44: CCD-Array bei 20x

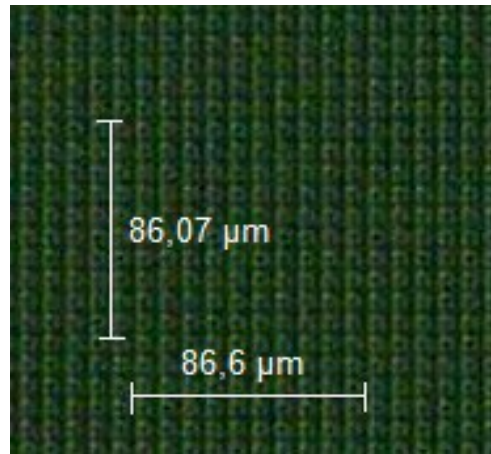


Abbildung 45: CCD-Array bei 200x

- Breite des Arrays (x-Richtung):  $6,61 \pm 0,05$  mm
- Höhe des Arrays (y-Richtung):  $4,94 \pm 0,05$  mm
- Breite von 10 CCD-Elementen:  $86,6 \pm 0,05$  µm
- Höhe von 10 CCD-Elementen:  $86,07 \pm 0,05$  µm

Bei der oben genannten Anzahl an Pixeln, welche ein Signal liefern, bedeutet dies, dass die Größe des aufgenommenen Bildes 6,235 x 4,957 mm beträgt.

## Mikroskope

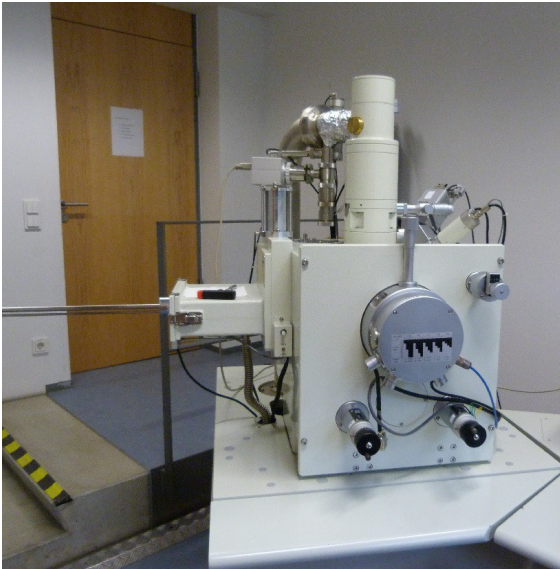


Abbildung 46: Elektronenmikroskop JSM 6600

Für die Untersuchung der Oberflächenmorphologie soll das Rasterelektronenmikroskop JSM 6600 der Firma Jeol verwendet werden. Diverse nachgerüstete Soft- und Hardwaremodule ermöglichen digitale Bildaufarbeitung und die Auswertung relevanter Bereiche.



Abbildung 47: Digitalmikroskop Keyence VHX-100k

Zusätzlich steht das Auflichtmikroskop Keyence VHX100k der Keyence Corporation zur Verfügung. Es kann wahlweise das Objektiv VH-Z500 oder VH-Z20R verwendet werden. Die Bilder werden von einer CCD-Kamera mit einer Auflösung von 1200 x 1600 Pixeln aufgenommen und können ebenfalls mit der dazugehörigen Software ausgewertet werden.



### 3.3 Charakterisierung von Homogenisierereigenschaften

#### Abweichungen $U$ und $U_s$

Alle Zielverteilungen, die erzeugt werden sollen, sind Top-Hat-Profile. Ein wichtiger Aspekt der Homogenisierung ist die Uniformität, hier und im Folgenden mit  $U$  bezeichnet. Darunter soll die Abweichung zu einem ideal flachen Plateau verstanden werden. Bei den Herstellern und in der Literatur sind verschiedene Charakterisierungen zu finden. Eine häufig verwendete Variante ist eine Angabe der maximalen Abweichung in Prozent.

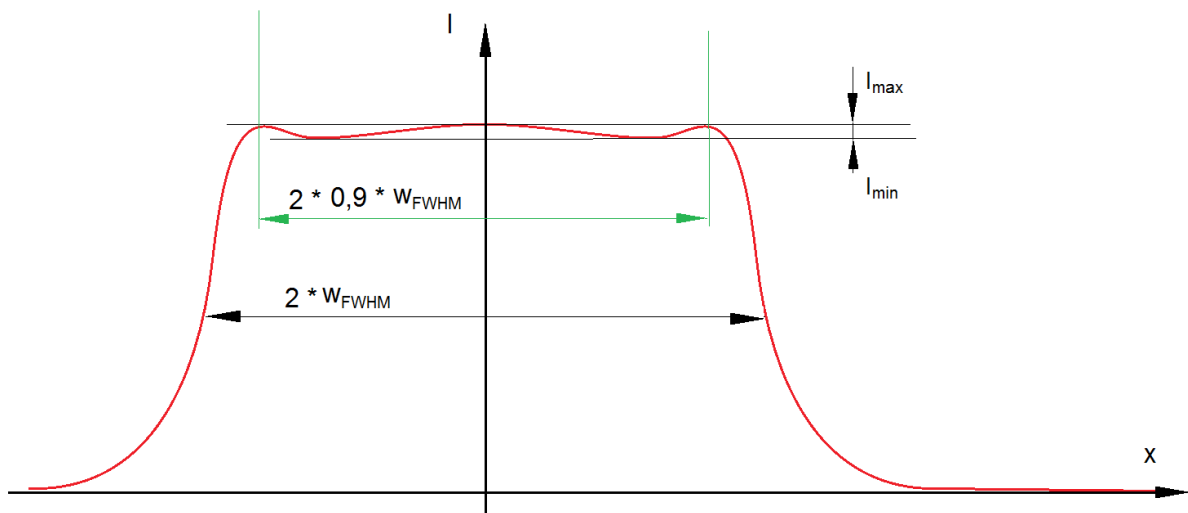


Abbildung 48: Uniformität

Diese soll folgendermaßen berechnet werden:

$$U = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{\bar{I}} \quad [8.1]$$

Um eine vergleichbare Aussage zu treffen, muss auch der Bereich angegeben werden, in welchem dieser Wert ermittelt wurde. Wenn im Folgenden eine solche Angabe der maximalen Abweichung in Prozent gemacht wird, soll immer ein Bereich der Größe  $2 * 0,9 * w_{FWHM}$  verwendet werden.

Diese Beschreibung muss aber nicht immer aussagekräftig sein. Sollte die Zielverteilung beispielsweise einen schmalen Peak besitzen, ist dieser Wert sehr hoch, unabhängig davon, wie homogen der Rest der Verteilung ist. Um dem entgegen zu wirken, soll ein weiterer Wert  $U_s$  verwendet werden. Dieser beschreibt die mittlere quadratische Abweichung der Werte innerhalb des oben angegebenen Bereiches. Für die Ermittlung dieser beiden Werte wird das Strahlprofil mittels CCD-Kamera aufgenommen und mit normierten Helligkeitswerten

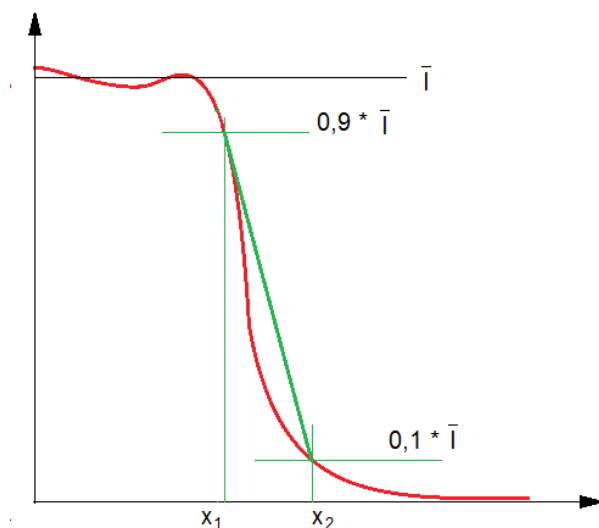
einer Bildzeile durch den Schwerpunkt des Profils weiter gerechnet. Es wird dabei immer auf Eins normiert. Damit kann  $U_s$  berechnet werden mit:

$$U_s = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (\bar{I} - I_n)^2 \quad [8.2]$$

wobei für [8.2] nur die  $n$  Intensitätswerte  $I_n$  verwendet werden, die innerhalb des oben festgelegten Bereiches von 90% der Halbwertsbreite (FWHM) liegen.

### Normierter Flankenanstieg $m$

Die Flanken der angestrebten Strahlprofile sollten so steil wie möglich sein. Um deren Qualität beurteilen zu können, soll eine ähnliche Größe definiert werden wie die Anstiegszeit in der Digitaltechnik.



Als Vergleichsparameter soll erneut der Strahlradius  $w_{FWHM}$  dienen. Die Größe  $\bar{I}$  entspricht dem in Gleichung [8.2] verwendeten Wert. Es soll folgende Berechnungsvorschrift für die Flankensteilheit gelten:

$$m = 2 \cdot w_{FWHM} \frac{\bar{I} \cdot (0,9 - 0,1)}{x_2 - x_1} \quad [8.3]$$

Diese ist damit ebenfalls eine dimensionslose Größe.

Abbildung 49: Flankensteilheit

### Transformationstreue

Die Transformationstreue beschreibt das Verhalten der Strahltransformationseigenschaften bei Änderungen des Eingangsstrahls. Es handelt sich hierbei nicht um feste Werte, sondern um funktionelle Abhängigkeiten, wobei die Funktionswerte die oben beschriebenen Größen  $U$ ,  $U_s$  und  $m$  sind. Die Variable ist die Änderung eines gaußförmigen Eingangsstrahls. Diese soll folgendermaßen definiert sein:

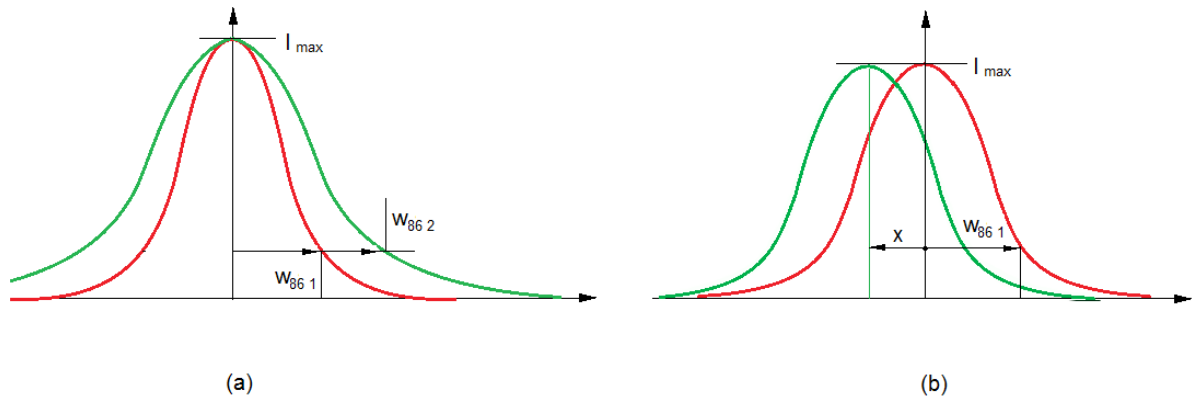


Abbildung 50: Änderung des Eingangsstrahls: Strahlradius (a); Strahlversatz (b)

Für die Variation des Eingangsstrahls können zwei dimensionslose Größen definiert werden. Eine beschreibt die Änderung des Eingangsstrahlradius, bzw. dessen Aufweitung:

$$T_a = \frac{w_{86,2}}{w_{86,1}} \quad [8.4a]$$

wobei  $w_{86,1}$  der Vergleichswert, bzw. der für den jeweiligen Strahlformer geforderte Radius ist. Für den Versatz (Abb. 50(b)) wird der Strahl senkrecht zur optischen Achse um  $\Delta x$  verschoben. Die Transformationsgröße berechnet sich durch:

$$T_b = \frac{\Delta x}{w_{86,1}} \quad [8.4b]$$

Die Normierungen [8.4a] und [8.4b] erlauben es, das Verhalten verschiedener Strahlformer untereinander zu vergleichen, selbst wenn diese für unterschiedliche Strahlradien ausgelegt sein sollten.

Nicht alle Strahlformungsoptiken erzeugen glatte Strahlprofile. So sind die Zielverteilungen bei Diffusoren und DOEs etwa von Specklen durchsetzt. Um dennoch die eben genannten Maßstäbe anlegen zu können, werden alle gemessenen und normierten Intensitätsverteilungen, außer die der Rohstrahlen, mit einer Rechteckfunktion gefaltet. Die Faltung wird sequenziell in x- und y-Richtung durchgeführt. Die Breite der Rechteckfunktion sei dabei immer 100  $\mu\text{m}$  und deren Funktionswert 1. Um die Auswirkungen dieser Operation auf die Werte  $U$ ,  $U_s$  und  $m$  so gering wie möglich zu halten, sollte der Durchmesser der Strahlprofile auf der CCD-Matrix bei jeder Messung annähernd gleichgroß und gleichzeitig so groß wie möglich sein.

Die Ermittlung der oben genannten Werte erfolgt dabei mit der objektbasierten Programmiersprache von MATLAB R2011b ver. 7.13.0.564 der Firma MathWorks Inc. Dabei

werden die Graustufen des Bitmap-Bildes zunächst auf Eins normiert. Die dazu verwendete Methode ist `norm21`. Des weiteren werden folgende Methoden angewendet:

<code>generate_Grid</code>	Dies Methode weist den Bildpixeln deren realen Koordinaten in Millimetern zu, welche aus den Abmessungen des CCD-Arrays berechnet werden.
<code>glätten_Quadrat</code>	Dadurch wird das Bild geglättet. Es werden sowohl das normierte Bild, als auch die Koordinaten der Pixel übergeben. Die Kantenlänge der Rechteckfunktion ist als Variable hinterlegt und wird ebenfalls übergeben.
<code>Bild_beschneiden</code>	Aufgrund des Aufbaus der CCD-Kamera gibt es nicht beleuchtete Bereiche auf dem Chip. Um diese zu entfernen, kann diese Methode verwendet werden.
<code>norm21</code>	Das geglättete und beschnittene Bild wird erneut normiert.
<code>QuerschnitteSchwer</code> <code>QuerschnitteMax</code>	Diese Methoden erzeugen einen Querschnitt durch das Profil jeweils in x- und y-Richtung. Je nach Intensitätsverteilung kann dies durch den mathematischen Schwerpunkt des Profils ( <code>QuerschnittSchwer</code> ) oder das Maximum ( <code>QuerschnittMax</code> ) erfolgen. Es werden sowohl die Lage des Schwerpunktes/Maximums als auch die Koordinaten der Querschnitte als Vektoren ausgegeben.
<code>Strahlradius</code>	Hier werden in den Querschnittsverteilungen die Koordinaten gesucht, bei denen der Funktionswert, bzw. die Intensität, auf eine bestimmtes Verhältnis abgefallen ist. Der gesuchte Funktionswert wird aus dem Maximalwert der übergebenen Bildpixel und dem gesuchten Strahlradius bestimmt.
<code>Strahl_Uniform</code>	Diese Methode ermittelt die Werte $U$ und $U_s$ . Die gesuchten Werte werden dabei an dem Querschnittsprofil ermittelt. Dazu werden lediglich die Koordinaten des Punktes übergeben, aus welchen der Schnitt erzeugt werden soll. Es wird automatisch ein Schnitt in x-Richtung erzeugt.

Flankensteilheit	Diese Methode ermittelt die normierten Flankenanstiege an der linken ( $ml$ ) und der rechten Flanke ( $mr$ ). Der dazu benötigte Querschnitt wird auf dieselbe Weise erzeugt wie bei Strahl_Uniform
------------------	--

*Tabelle 3: Matlab-Methoden zur Berechnung der charakteristischen Größen*

Der Quelltext der oben beschriebenen Methoden befindet sich im Anhang Anlage 20.

### Leistungsverlust

Hierbei ist immer der Verlust an mittlerer Strahlleistung gemeint, welcher an ein oder mehreren optischen Elementen auftritt. Um welche es sich dabei handelt, ist im Text explizit erwähnt. Der Verlust wird in Prozent angegeben und wird auf folgende Weise berechnet:

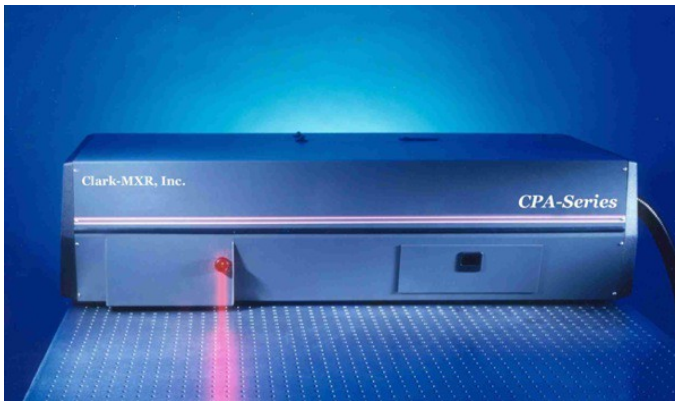
$$\Delta P = \left(1 - \frac{P_2}{P_1}\right) \cdot 100 \% \quad , \quad [8.5]$$

wobei  $P_2$  die gemessene mittlere Strahlleistung hinter den optischen Elementen ist und  $P_1$  die davor. Ziel sollte es sein, den Verlust so gering wie möglich zu halten, da dann um so mehr Leistung für die eigentliche Bearbeitungsaufgabe zur Verfügung steht.

## 3.4 Verwendete Laser

### 3.4.1 fs-Laser CLARK MXR 2010 CPA

Ziel ist es, einen effektiven Homogenisierer für eine Femtosekundenlaser-Mikrostrukturierungsanlage zu konzipieren. Als Strahlenquelle einer solchen Anlage dient der Titan-Saphir Laser CPA 2010 MXR der Firma Clark. Es handelt sich dabei um einen aktiv modengekoppelten Festkörperlaser mit regenerativem Verstärker. Das Lasermedium wird dabei optisch gepumpt. Der Hersteller gibt für diesen folgende Werte an [CLA01]:

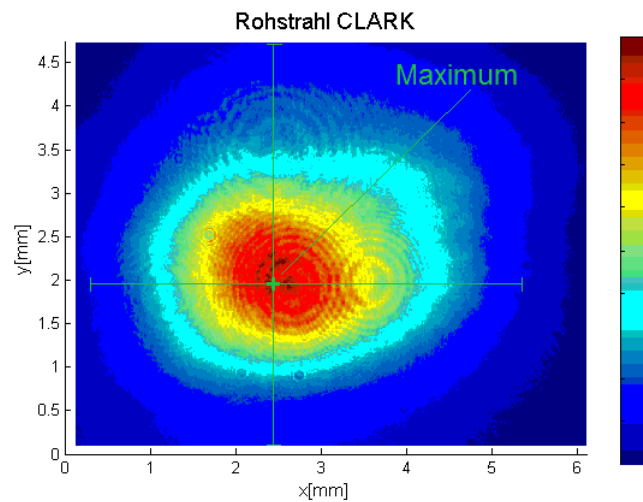


- mittlere Wellenlänge  $\lambda_m = 775 \text{ nm}$
- Bandbreite  $\Delta\lambda = 7 \text{ nm}$
- Pulsdauer  $\tau_p > 150 \text{ fs}$
- Pulsfrequenz  $f_p < 1 \text{ kHz}$
- mittlere Leistung  $P_{av} = 1100 \text{ mW}$
- Multimode-Strahlprofil, annähernd gaußförmig:  $M^2 = 1,3$
- Strahlradius Rohstrahl:  $w_{86} = 3 \text{ mm}$

Abbildung 51: Femtosekundenlaser CPA 2010 MXR

Die Strahlleistung kann durch Drehen eines Polarisators einer Polarisator-Analysator Anordnung mit Brewsterfenster reguliert werden.

Der Rohstrahl des Lasers CLARK CPA 2010 MXR ist bereits kollimiert, sodass hier keine zusätzlichen Optiken verwendet werden müssen. Das Strahlprofil wurde an der Stelle gemessen, an welcher sich später die Eingangsebenen der Strahlformer befinden sollen, etwa 1,5 m hinter dem Austritt der Strahlquelle. Es wurde folgende Intensitätsverteilung gemessen:

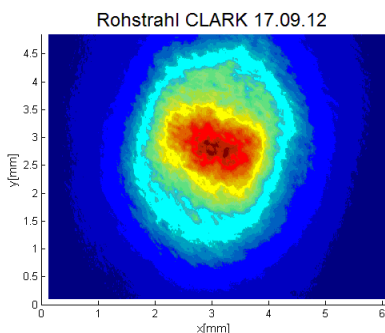


Es ist zu erkennen, dass es sich um ein gaußähnliches Strahlprofil handelt, jedoch mit deutlich wahrnehmbaren Abweichungen. Der Strahldurchmesser soll hier ermittelt werden, indem die x- bzw. y-Werte ermittelt werden, bei welchen die Intensität auf  $1/e^2$  gefallen ist. Zusätzlich wurden die unter 3. beschriebenen Größen bestimmt.

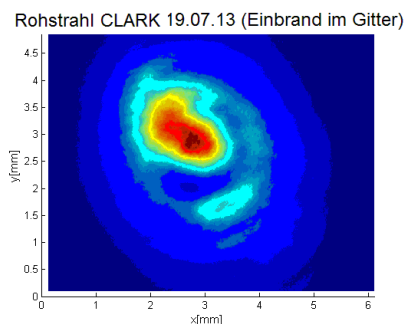
	<b>CLARK</b>	<b>Idealer TEM<sub>00</sub></b>
1/e <sup>2</sup> -Durchmesser in x-Richtung ( $2 \cdot w_{real\ x}$ ):	4,87 mm	(unabhängig)
1/e <sup>2</sup> -Durchmesser in y-Richtung ( $2 \cdot w_{real\ y}$ ):	4,66 mm	(unabhängig)
Mittelwert innerhalb 90% $w_{FWHM}$ :	0,7841	0,8635
Maximale Abweichung $U$ :	0,5039	0,36
Mittlere Abweichung $U_s$ :	0,0139	0,013
Normierter Flankenanstieg links ( $ml$ ):	1,0066	1,1
Normierter Flankenanstieg rechts ( $mr$ ):	0,7650	1,1

*Tabelle 4: Werte des Rohstrahls von CLARK MXR CPA 2010 und idealen TEM<sub>00</sub> Profilen*

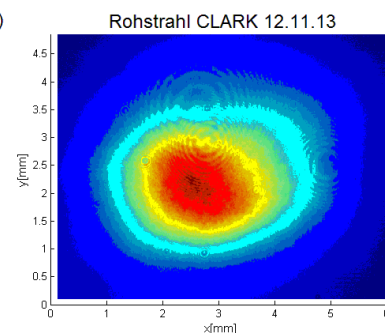
Sowohl diese Werte als auch das Rohstrahlprofil unterliegen Langzeitschwankungen. Diese entstehen vor allem durch Wartungsarbeiten an laserinternen Komponenten. So zum Beispiel weist das Gitter des Pulsstreckers einen Verschleiß auf und muss in regelmäßigen Abständen ausgetauscht werden. Danach ist in der Regel am Ausgang ein anderes Strahlprofil festzustellen.



*Abbildung 56: Rohstrahl CLARK 17.09.12*



*Abbildung 57: Rohstrahl CLARK 19.07.13*



*Abbildung 58: Rohstrahl CLARK 12.11.13*

Dieses Verhalten macht den Einsatz von speziell auf das gemessene Strahlprofil angepassten Freiformoptiken äußerst unwirtschaftlich. Die einzige Möglichkeit zum Einsatz optimierter refraktiver oder reflektiver Strahlformungstechniken besteht dann in der Verwendung adaptiver Freiformoptiken. Dies ist aber zum aktuellem Zeitpunkt ausgeschlossen, da die technischen Möglichkeiten nicht ausgereift sind.

Die Maske befindet sich in der Objektebene einer abbildenden Optik, welche diese verkleinert auf eine Substratoberfläche projiziert. Durch die hohe Photonendichte in der Abbildungsebene findet Ultrakurzpuls-laserablation statt. Der ablatierte Bereich entspricht



dabei der Maskenkontur. Das Substrat und die Optik können durch ein Linearachssystem mit Spindelantrieb relativ zueinander bewegt werden. Dabei wird das Objektiv durch die z-Achse des Systems bewegt. Die z-Richtung entspricht der Ausbreitungsrichtung des Laserstrahls.

Der Strahlengang soll folgenden generellen Aufbau besitzen:

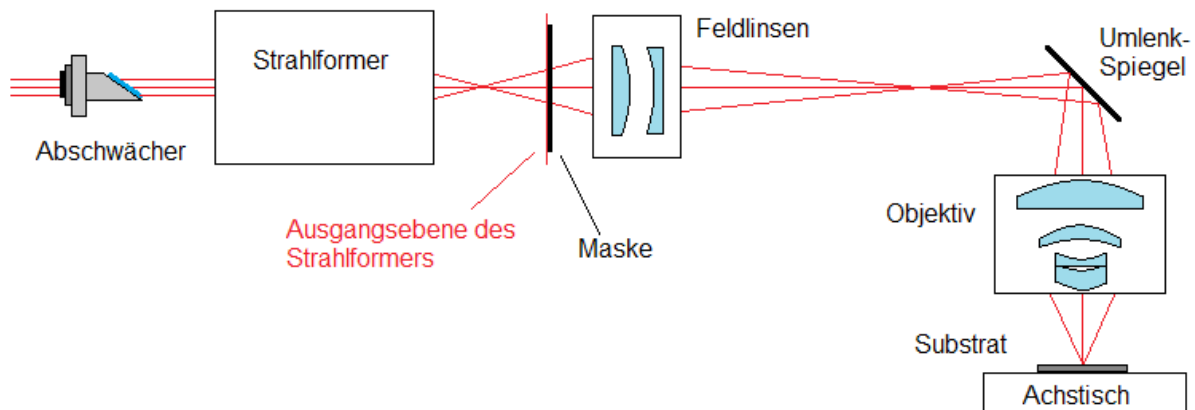


Abbildung 59: Strahlengang der Mikrostrukturierungsanlage

Der Abstand zwischen Maske und Objektiv ist immer etwa 1 m. Um die Strahlleistung vollständig auszunutzen, sollen die Feldlinsen durch den Strahlformer hervorgerufene Divergenzen korrigieren. Diese müssen so ausgelegt werden, dass ihr Beitrag zu etwaigen Abbildungsfehlern vernachlässigbar bleibt. Mögliche Konfigurationen werden in [KRA13-2] diskutiert und sollen hier nicht weiter erläutert werden.

Es besteht zusätzlich die Möglichkeit, in den Foki des Strahls evakuierte Küvetten mit Quarzglasfenstern zu installieren. Durch das Vakuum in diesen wird die laserinduzierte Zündung eines Plasmas unterdrückt. Die freien Ladungsträger eines Plasmas streuen und absorbieren einen Teil der Laserstrahlung. Durch dessen Beseitigung soll die Abbildungsqualität verbessert werden.

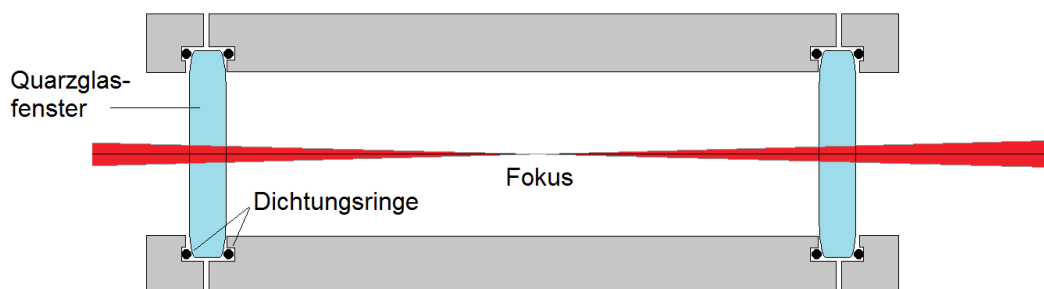


Abbildung 60: Aufbau einer Vakuumküvette

### 3.4.2 Diodenlaser „StingRay“

Bei Femtosekundenlaserstrahlung mit einer mittleren Leistung von 1,1 W kann es bei Fokussierung der Strahlung in einer optischen Komponente zu nichtlinearen optischen Effekten kommen, welche diese beschädigen. Um die verwendeten Spezialkomponenten nicht dieser Gefahr auszusetzen, soll die Strahlquelle für erste Tests der verschiedenen Homogenisiereraufbauten substituiert werden. Der Diodenlaser StingRay785 der Firma Coherent besitzt laut Hersteller folgende Eigenschaften [COH13]:



- Wellenlänge  $\lambda = 785 \pm 10 \text{ nm}$
- mittlere Leistung  $P_{av} = 35 \text{ mW}$
- Modulation: cw
- Multimode-Strahlprofil, annähernd gaußförmig:  $M^2 < 1,5$
- Strahlradius Rohstrahl:  $w_{86} = 1 \text{ mm}$

Abbildung 61: Diodenlaser StingRay [COH13]

Damit besitzt er nahezu dieselbe Wellenlänge wie der verwendete Femtosekundenlaser und ein ähnliches Strahlprofil. Mit diesem Laser können auch mögliche Interferenzeffekte beobachtet werden, da die Strahlung von Diodenlasern räumlich und zeitlich kohärent ist. Abgesehen also von nichtlinearen Effekten, sollten alle gewonnen Ergebnisse mit diesem Laser auf den Strahlengang der Mikrostrukturierungsanlage FS-150-10 übertragbar sein.

Das Rohstrahlprofil des Laser StingRay785 wurde ebenfalls vermessen. Aufgrund des geringeren Strahldurchmessers musste dieses vor der CCD-Kamera aufgeweitet werden. Es wurde folgender Strahlengang realisiert:

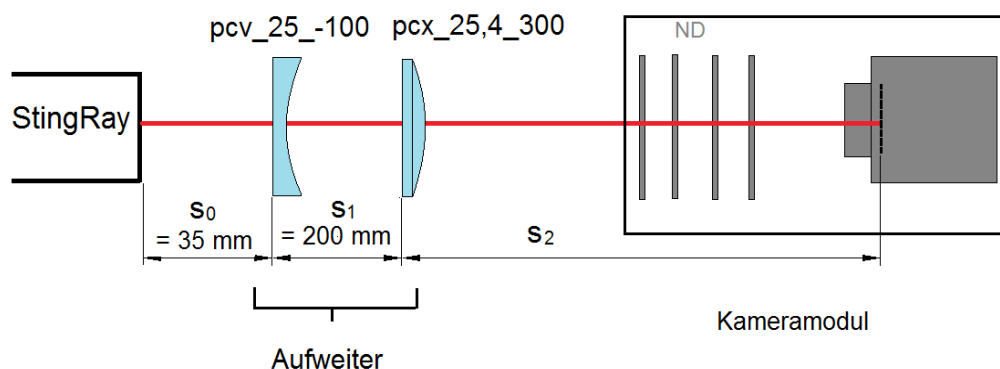
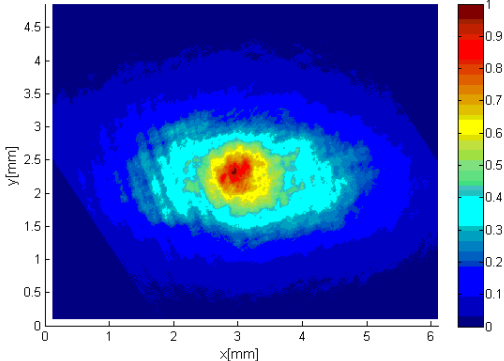
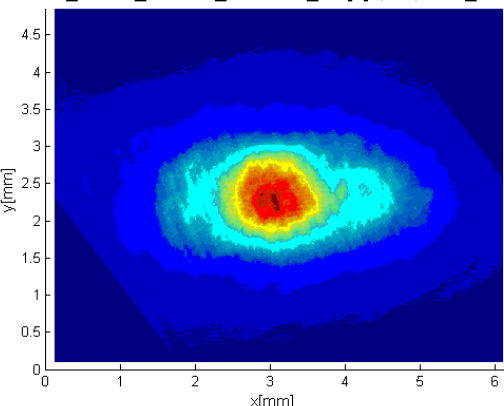


Abbildung 62: Strahlengang zur Vermessung des Strahlprofils von StingRay785

Da mit diesem Laser hauptsächlich der konstruierte Diffuser untersucht werden soll, sind die genauen Parameter des Strahlprofils nicht weiter von Interesse. Es soll lediglich ein Vorher-Nachher-Vergleich gemacht werden. Dabei sollte der Strahlradius etwa dem des Femtosekundenlasers entsprechen. Nähere Vergleiche sind aufgrund der deutlich unterschiedlichen Strahlprofile beider Laser nicht möglich und bei Betrachtung der Wirkungsweise konstruierter Diffusoren auch nicht nötig. Bei unterschiedlichen Abständen  $s_2$  wurden folgende Strahlprofile gemessen:

 <p>171013_s0=35_s1=200_s2=175_ND[2]0,3 0,7 2 3_rot.BMP</p> <p>Abbildung 63: Aufgeweiteter Rohstrahl bei <math>s_2 = 175 \text{ mm}</math></p>	<p>Es wurden folgende Strahlparameter ermittelt:</p> <p>1/e<sup>2</sup>-Durchmesser in x-Richtung: 4,56 mm  1/e<sup>2</sup>-Durchmesser in y-Richtung: 2,43 mm  Mittelwert innerhalb 90% FWHM : 0,7269  <math>U = 0,5035</math>  <math>U_s = 0,0179</math>  <math>ml = 1,1249</math>  <math>mr = 0,9621</math></p>
 <p>171013_s0=35_s1=200_s2=1000_ND[2]0,3 0,7 2 3_rot.BMP</p> <p>Abbildung 64: Aufgeweiteter Rohstrahl bei <math>s_2 = 1000 \text{ mm}</math></p>	<p>Es wurden folgende Strahlparameter ermittelt:</p> <p>1/e<sup>2</sup>-Durchmesser in x-Richtung: 4,14 mm  1/e<sup>2</sup>-Durchmesser in y-Richtung: 2,02 mm  Mittelwert innerhalb 90% FWHM: 0,7974  <math>U = 0,4677</math>  <math>U_s = 0,0123</math>  <math>ml = 1,1425</math>  <math>mr = 1,2154</math></p>

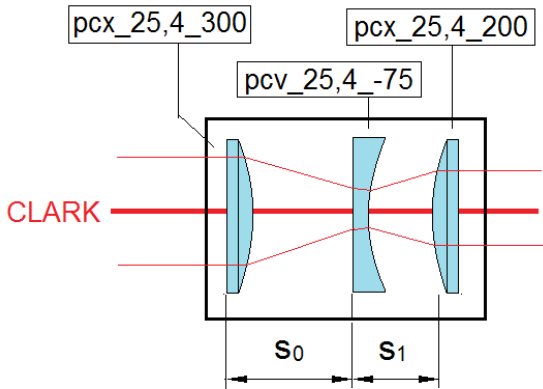
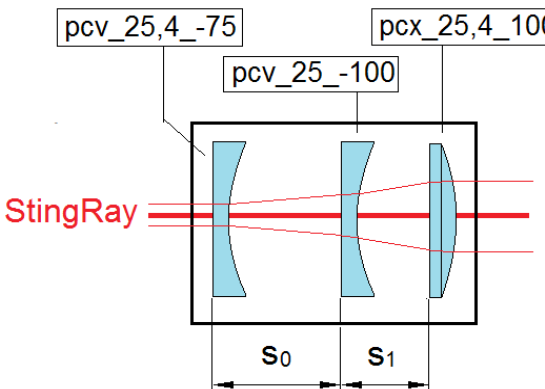
Die dazugehörigen Querschnitte befinden sich im Anhang Anlage 1. Es ist deutlich erkennbar, dass dieses Profil von dem des Femtosekundenlasers abweicht und elliptisch ist. Die große Achse des Profils besitzt einen 1/e<sup>2</sup>-Durchmesser, der dem des anderen Lasers gleich kommt, daher soll der verstellbare Aufweiter für anschließende Tests Aufweitungsverhältnisse im Bereich zwischen zwei und fünf realisieren. Alle anderen Parameter liegen nah bei den Werten eines gaußschen Strahls, somit ist zumindest eine Übertragbarkeit der Ergebnisse auf den Femtosekundenlaser gegeben.

## 4 Ergebnisse und Diskussionen

### 4.1 Homogenisierung des Rohstrahls mit konventionellen Mitteln

In diesem Kapitel werden die Größen  $U$ ,  $U_s$  und  $S$  in Abhängigkeit der Transformationsgrößen  $T_a$  und  $T_b$  für verschiedene Strahlformer untersucht. Die Normierungsgröße für Eingangsstrahlen  $w_{86,1}$  soll auf einen Wert von 3 mm festgelegt werden, da der  $\pi$ -Shaper für diesen ausgelegt ist.

Um  $T_a$  überhaupt variieren zu können, wurden für die jeweiligen Rohstrahlen einfache verstellbare Aufweiter aus den vorliegenden Linsen konstruiert. Ausgehend von den Herstellerangaben für die Rohstrahlradien werden folgende optische Systeme verwendet:

<p>Aufweiter für den Rohstrahl des Lasers CLARK MXR 2010 CPA:</p>	<p>Aufweiter für den Rohstrahl des Laser StingRay785:</p>
 <p>Abbildung 65: Aufweiter CLARK</p>	 <p>Abbildung 66: Aufweiter StingRay</p>
<p>Mögliche Aufweitungsverhältnisse (kurz: Aufweitung): - kontinuierlich von 0,48 bis 1,89</p>	<p>Mögliche Aufweitungen: - kontinuierlich von 2,5 bis 4,5</p>

Hier und in allen folgenden Darstellungen von Strahlengängen erfolgt die Ausbreitung der Laserstrahlung von links nach rechts. Die Orientierung der Linsen im Strahlengang entspricht dabei der angegebenen. Die Abstände  $s_0$  und  $s_1$  in Abhängigkeit der Aufweitung sind dem Anhang Anlage 19 zu entnehmen.

Der Aufbau zur Untersuchung der Homogenisierer besteht im Allgemeinen aus folgenden Komponenten:

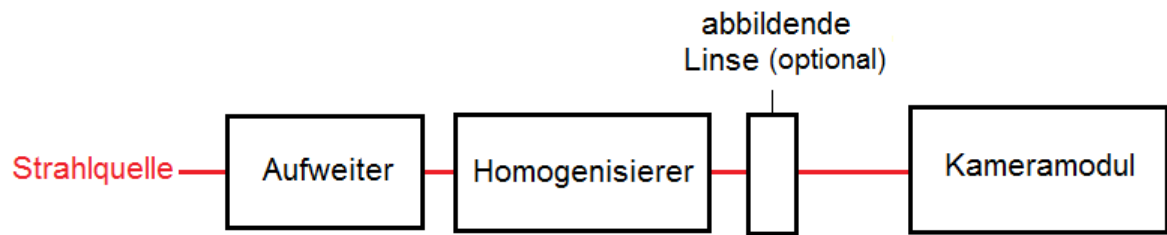


Abbildung 67: Schematischer Aufbau zur Untersuchung von Homogenisierern

Für den Aufweiter wird einer der oben vorgestellten verwendet, je nach Strahlquelle. Das Modul „Homogenisierer“ bezeichnet alle für den jeweiligen Homogenisierer relevanten optischen Komponenten. Die abbildende Linse bildet das Strahlprofil der Ausgangsebene auf die CCD-Matrix der Kamera ab. Um diese nicht zu überstrahlen, können in dem Modul diverse Natural Density Filter (ND) und eine Keilplatte eingesetzt werden, um den Strahl abzuschwächen.

#### 4.1.1 Homogenisierung mittels $\pi$ -Shaper

Für die Untersuchung dieses Homogenisierers wurde die Strahlquelle Clark CPA 2010 MXR verwendet, da hier keine nichtlinearen Effekte oder gar Zerstörungen an den optischen Elementen zu erwarten sind. Zusätzlich wird der Rohstrahl durch den analgeninternen Abschwächer auf etwa 6% seiner Maximalleistung reduziert.

Es wurde folgender optischer Aufbau realisiert:

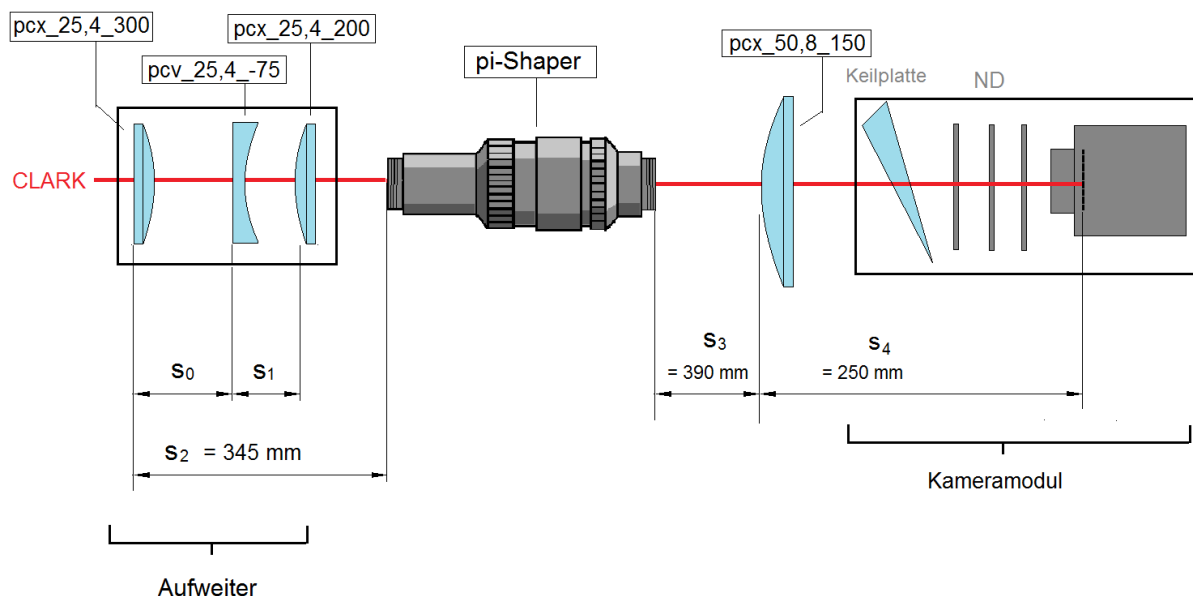
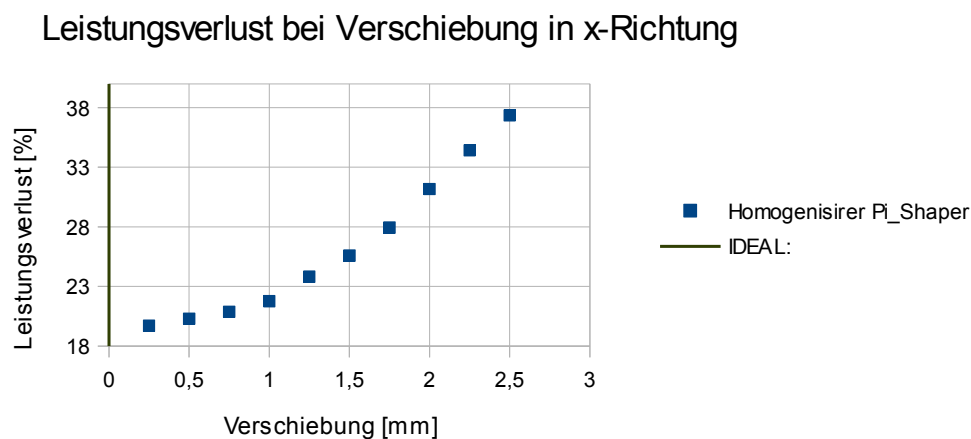


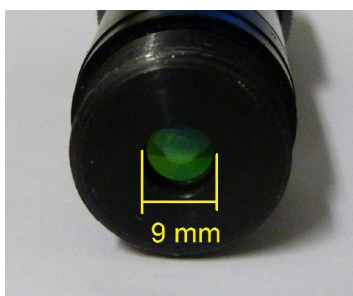
Abbildung 68: Strahlengang für die Untersuchung des  $\pi$ -Shapers

Auf die Darstellung der Wirkung der Keilplatte wurde verzichtet. Alle Abstände, die in Abb. 68 angegeben sind, wurden während der Untersuchungen nicht verändert. Die Größen  $s_3$  und  $s_4$  wurden so gewählt, dass die Intensitätsverteilung, wie sie 5 mm hinter dem  $\pi$ -Shaper-Ausgang entsteht, verkleinert auf dem CCD-Array der Strahldiagnosekamera abgebildet wird. Dies wird durch die Linse pcx\_50,8\_150 realisiert. Für eine spätere Umsetzung in einer Maskenprojektionsanlage bedeutet dies, dass die Maskenebene sowohl die Objekt- als auch Abbildungsebene sein kann, je nach Maskengröße. In letzterem Fall kann über das Abbildungsverhältnis die Größe der Zielverteilung beeinflusst werden.

Zunächst wurde der Verlust an mittlerer Strahlleistung am  $\pi$ -Shaper in Abhängigkeit verschiedener Aufweitungen und bei Verschiebung dessen optischer Achse senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Strahls (in x-Richtung) bei einer Aufweitung von 1,36 untersucht. Aus den Messwerten konnten folgende Diagramme erstellt werden:



*Abbildung 69: Leistungsverlust am  $\pi$ -Shaper bei Verschiebung in x-Richtung*

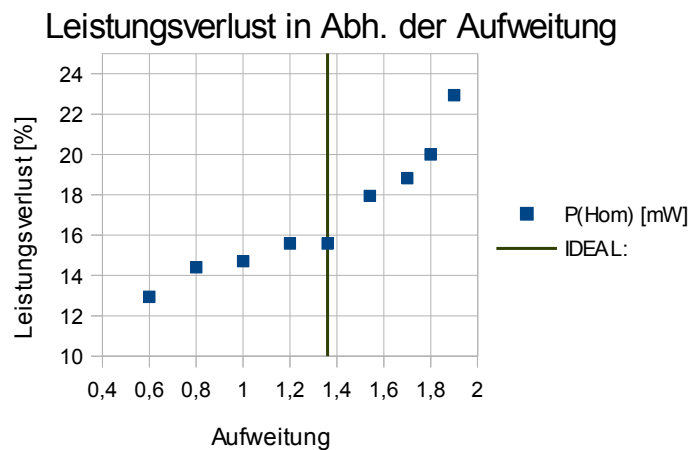


*Abbildung 70: Apertur des  $\pi$ -Shapers*

Die Leistung des abgeschwächten Laserstrahls zwischen Homogenisierer und Aufweiter betrug für alle Tests  $59,0 \pm 0,05$  mW. Die Werte für das Diagramm in Abb. 69 wurden mit einer Aufweitung von 1,36 aufgenommen und sind im Anhang aufgeführt. Es zeigt sich, dass bereits ohne Verschiebung bei dieser Aufweitung ein Verlust von 18 % auftritt. Dieser ist zum einen auf Reflexion und Absorption an den optischen Komponenten des Strahlformers zurück zu führen, zum anderen auch auf dessen kleine Apertur. Diese liegt bei  $9 \pm 0,05$  mm am Eingang und Ausgang. Mit

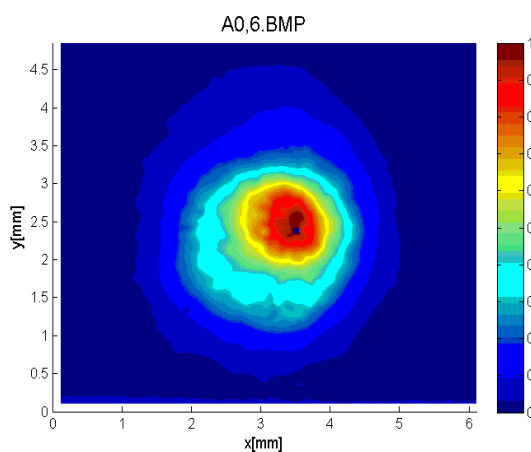
zunehmender Verschiebung des Homogenisierers zum Laserstrahl wird ein größer werdender Anteil der Laserleistung ausgeblendet, wodurch sich das im Diagramm dargestellte Verhalten erklärt.

Ein ähnliches Verhalten zeigt sich bei der Variation des Strahldurchmessers. Bei einem anfänglichen Wert von  $2,9 \pm 0,05$  mm wurde ein Verlust von lediglich 13 % festgestellt. Es wird davon ausgegangen, dass dies fast ausschließlich auf Reflexionsverluste zurückzuführen ist. Mit kontinuierlich zunehmendem Strahldurchmesser steigt der Verlust immer schneller an, bis zu einem Wert von 23 %. Dieser Differenzbetrag kann nur durch Aperturverluste am Eingang und Ausgang des  $\pi$ -Shapers erklärt werden. An welchem von beiden anteilig mehr verloren geht, ist nicht festzustellen.

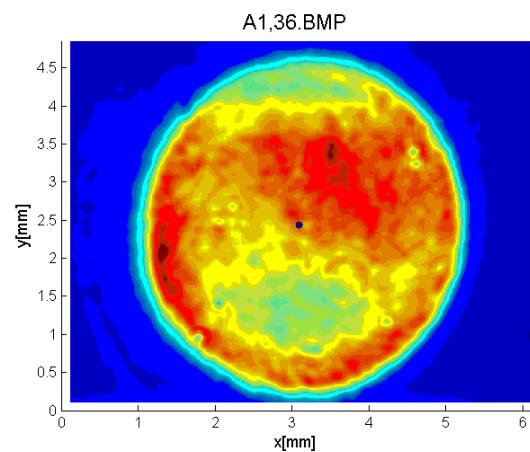


*Abbildung 71: Leistungsverlust am  $\pi$ -Shaper in Abhängigkeit der Aufweitung*

Alle aufgenommenen Werte befinden sich im Anhang Anlage 2. Die grüne Linie in Abb. 71 zeigt den vermuteten besten Wert der Aufweitung bzw. der Größe  $T_a$  an. Diese Einschätzung erfolgte nach der Aufnahme und Auswertung der aufgenommenen Strahlprofile.



*Abbildung 72:  $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 0,6*



*Abbildung 73:  $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 1,36*

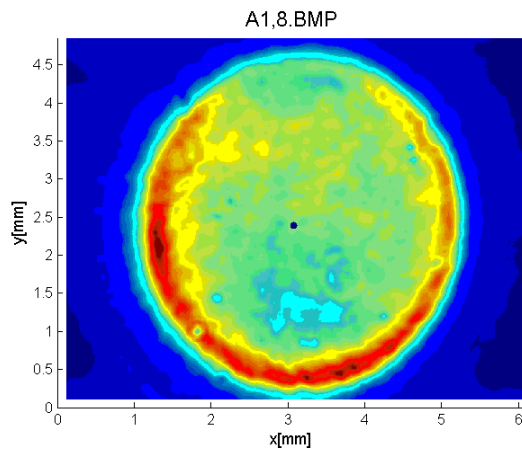


Abbildung 74:  $\pi$ -Shaper; Aufweitung = 1,8

Die obigen Abbildungen zeigen die geglätteten Ausgangsprofile bei verschiedenen Aufweitungen des Rohstrahls (weitere Profile s. Anhang Anlage 3). Der Punkt in der Mitte der Profile zeigt jeweils den berechneten Schwerpunkt an. Um die Größen  $T_a$  und  $T_b$  für die weitere Auswertung zu erhalten, werden ausgehend von dem realen Rohstrahlradius  $w_{real}$  folgende Berechnungsvorschriften angewendet:

$$T_a = \frac{w_{real} \cdot A}{3 \text{ mm}} \quad [9.1a] \quad T_b = \frac{\Delta x}{3,264 \text{ mm}} \quad [9.1b]$$

wobei  $A$  die Aufweitung des Rohstrahls ist,  $\Delta x$  die Verschiebung um  $x$  und der Wert 3,264mm ist der Strahlradius inklusive Aufweitung, bei welcher die zugehörigen Messreihen aufgenommen wurden. Aus den Daten konnten folgende Diagramme erstellt werden:

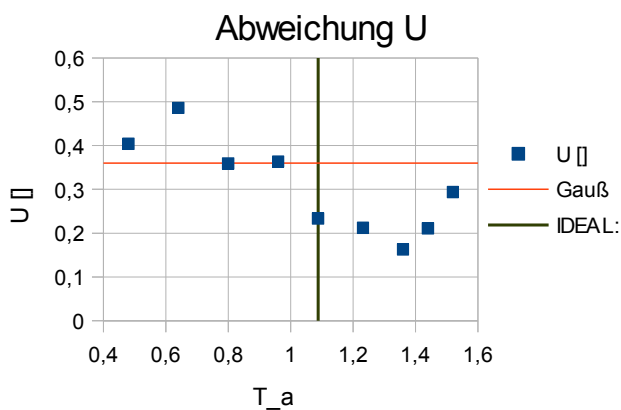


Abbildung 75:  $\pi$ -Shaper; Verlauf  $U(T_a)$

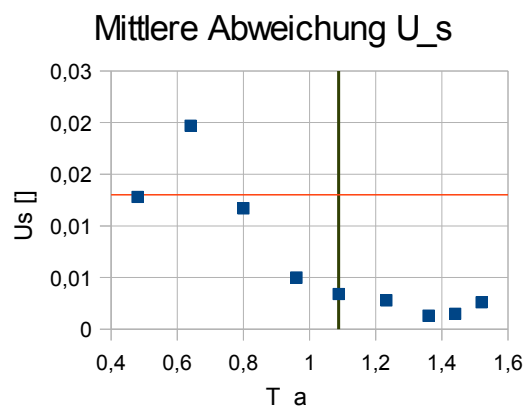


Abbildung 76:  $\pi$ -Shaper; Verlauf  $U_s(T_a)$



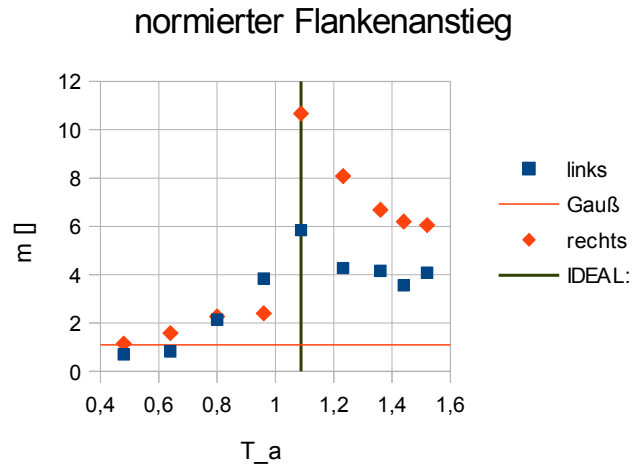


Abbildung 77:  $p$ -Shaper; Verlauf  $ml(T_a)$  und  $mr(T_a)$

Messwerte und weitere Strahlprofile sind dem Anhang Anlage 4 zu entnehmen. Sobald für verlustfreie Strahlformungsmethoden in der Ausgangsverteilung gleichzeitig Werte  $U$  und  $U_s$  unterhalb und Flankenansiege oberhalb denen eines gaußschen Strahlprofils auftreten, kann von einer Homogenisierung gesprochen werden. Der jeweilige Wert wird in den Diagrammen durch die rote Linie angezeigt. Bei einem idealen Top-Hat-Profil wären die Abweichung und mittlere Abweichung Null und der normierte Flankenanstieg unendlich. Je näher die realen Werte eines Homogenisierers an diese kommen, desto effektiver ist er. Gleichzeitig sollte die Differenz der mittleren Leistungen zwischen Eingangs- und Zielebene so gering wie möglich sein. Es wurde außerdem festgestellt, dass die Abweichung zwischen den Werten der geglätteten Strahlprofile und den ungeglätteten kleiner als 1% ist.

Wie bereits erwähnt, zeigt die grüne Linie die vermutete beste Aufweitung an. Bei einem idealen gaußschen Profil wäre der Wert  $T_a$  an dieser Stelle Eins. Die Abweichung im vorliegenden Fall ist durch das tatsächliche Strahlprofil des Femtosekundenlasers zu erklären. Denn alle Strahlformer, welche aus asphärischen Optiken bestehen, deren Größenordnungen im Bereich des Strahldurchmessers und darüber liegen, sind für bestimmte Eingangsverteilungen ausgelegt. Entsprechend groß ist somit die Änderung der Ausgangsverteilung bei Abweichungen. Dadurch erklären sich auch die starken Schwankungen der charakteristischen Größen in Abhängigkeit von  $T_a$  und  $T_b$ .

Den Abbildungen 75 bis 77 ist ebenfalls zu entnehmen, dass die Homogenisierung auch bei Werten von  $T_a > 1$  auftritt, was höheren Strahldurchmessern entsprechen würde als die, für welche das System ausgelegt ist. Das liegt daran, dass der Bereich mit fehlerhaft umverteilten radialen Strahlanteilen von der Berechnung der Größen  $U$  und  $U_s$  ausgeschlossen wird.

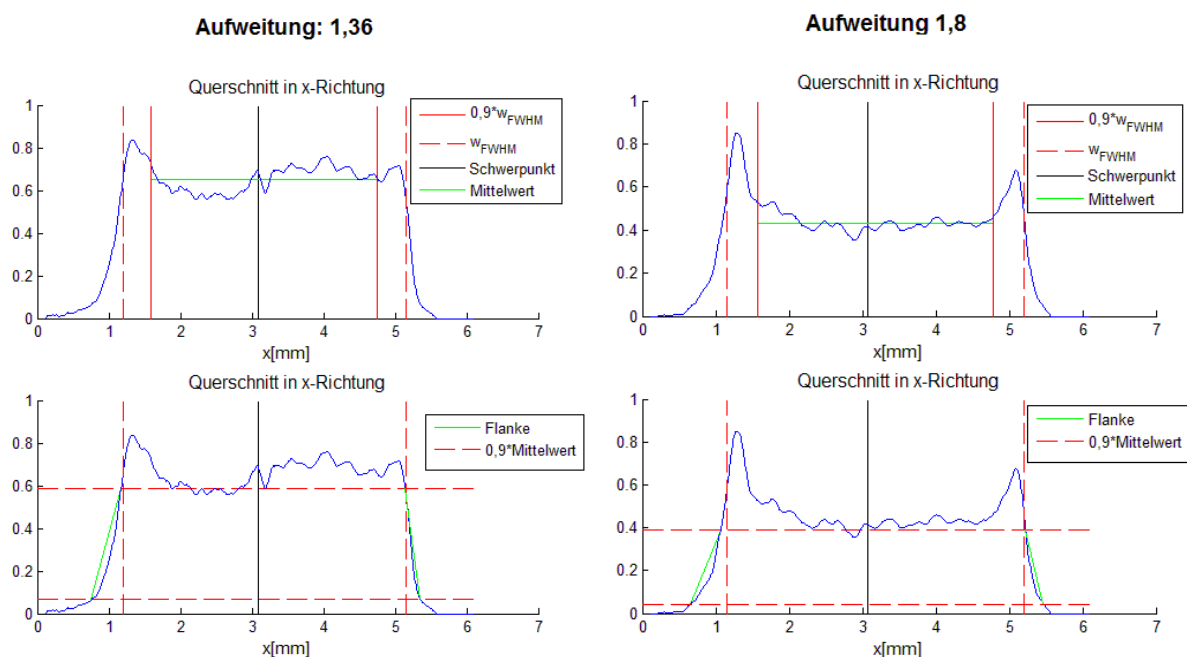


Abbildung 78:  $\pi$ -Shaper; Querschnitt  $A=1,36$     Abbildung 79:  $\pi$ -Shaper; Querschnitt  $A = 1,8$

Würde man diesen Bereich ausdehnen, würden die Abweichungen bei größeren  $T_a$  deutlich ansteigen, während der normierte Flankenanstieg nahezu konstant bleibt. Natürlich können die randwärtigen Bereiche derartiger Strahlprofile auch ausgeblendet werden, sofern die Bearbeitungsaufgabe den damit verbundenen Leistungsverlust zulässt. Übersteigt dieser etwa 60 %, wäre eine einfache Strahlformung mittels Blende eventuell ähnlich effektiv.

Deutlich stärker wirkt sich eine Verschiebung des refraktiven Strahlformers in x-Richtung aus. Alle Strahlprofile und berechneten Werte befinden sich im Anhang Anlage 5 und 6.

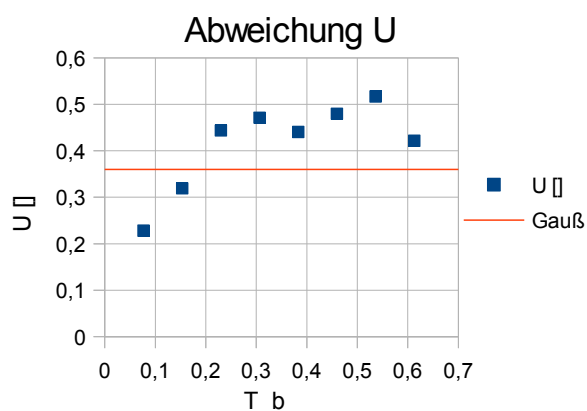


Abbildung 80:  $\pi$ -Shaper; Verlauf  $U(T_b)$

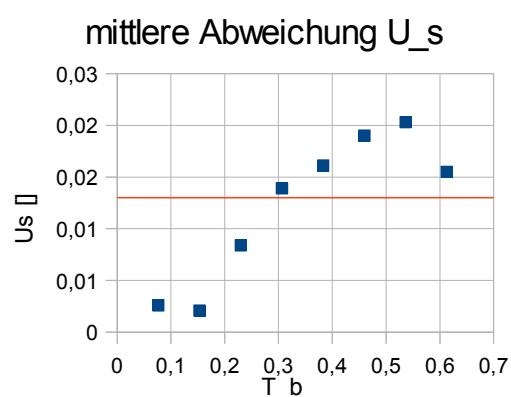


Abbildung 81:  $\pi$ -Shaper; Verlauf  $U_s(T_b)$

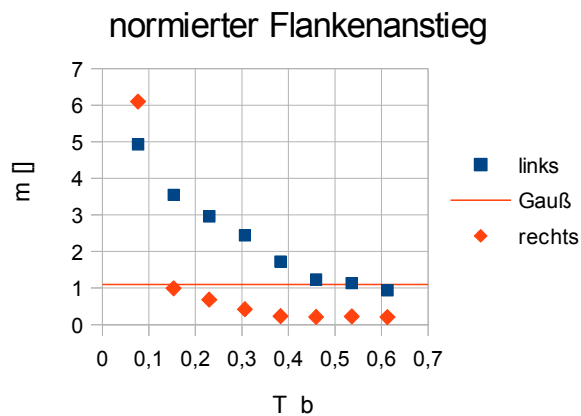


Abbildung 82:  $\pi$ -Shaper; Verlauf  $ml(T_b)$  und  $mr(T_b)$

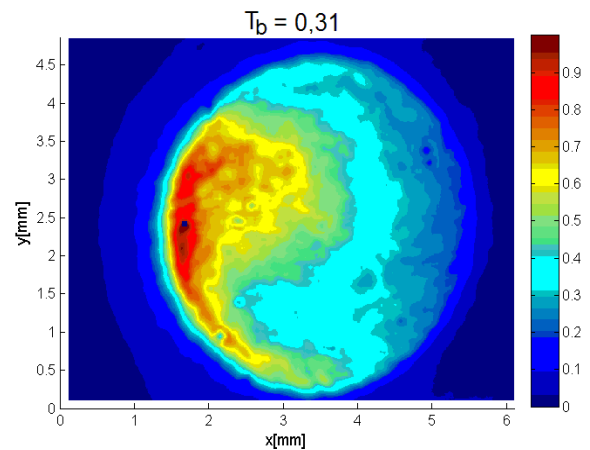


Abbildung 83:  $\pi$ -Shaper; Profil bei  $T_b = 0,31$

Dies liegt daran, dass Rohstrahlanteile mit hoher Intensität schnell auf einen Bereich der asphärischen Linsen treffen, welche eine hohe Krümmung aufweisen und somit schon bei kleinen Verschiebungen ein hoher Leistungsanteil fehlerhaft umverteilt wird. Ausgehend von den obigen Diagrammen und den gestellten Forderungen sollte die Fehlpositionierung refraktiver Strahlformer in x-Richtung 10% des optimalen Eingangsstrahlradius nicht übersteigen, was gemäß Definition einem Wert von  $T_b = 0,1$  entspricht.

Eine mögliche Variante, das Strahlprofil weiter zu verbessern, besteht eventuell darin, den Rohstrahl durch ein Pinhole zu filtern, so zumindest der ursprüngliche Gedanke. Diese Idee musste aber verworfen werden, da zu erwarten ist, dass die Fokussierung des Laserstrahls bei den zur Verfügung stehenden Pinholes aus Stahl und Tantalfolie zu einer Beschädigung führt. Außerdem ist nicht zu erwarten, dass dadurch das SPP des Rohstrahls signifikant gesteigert werden kann, was somit keinen Einfluss auf die Effizienz refraktiver Strahlformer hätte.

#### 4.1.2 Homogenisierung mittels Mikrolinsenarrays

Wie in den Grundlagen erklärt, werden Mikrolinsenarrays (MLA) dazu verwendet, um Integratoraufbauten zu realisieren. In Voruntersuchungen hatte sich bereits gezeigt, dass die Arrays MLA1 und MLA2 den hohen Spitzenintensitäten des Femtosekundenlasers ausgesetzt werden können, ohne dass diese beschädigt werden oder nichtlineare Effekte auftreten. Da vermutet wurde, dass die Strahlung zudem eine ausreichend hohe räumliche Kohärenzlänge besitzt, sollte zunächst ein diffraktives Integratorsystem getestet werden. Es wurde folgender Strahlengang verwendet:

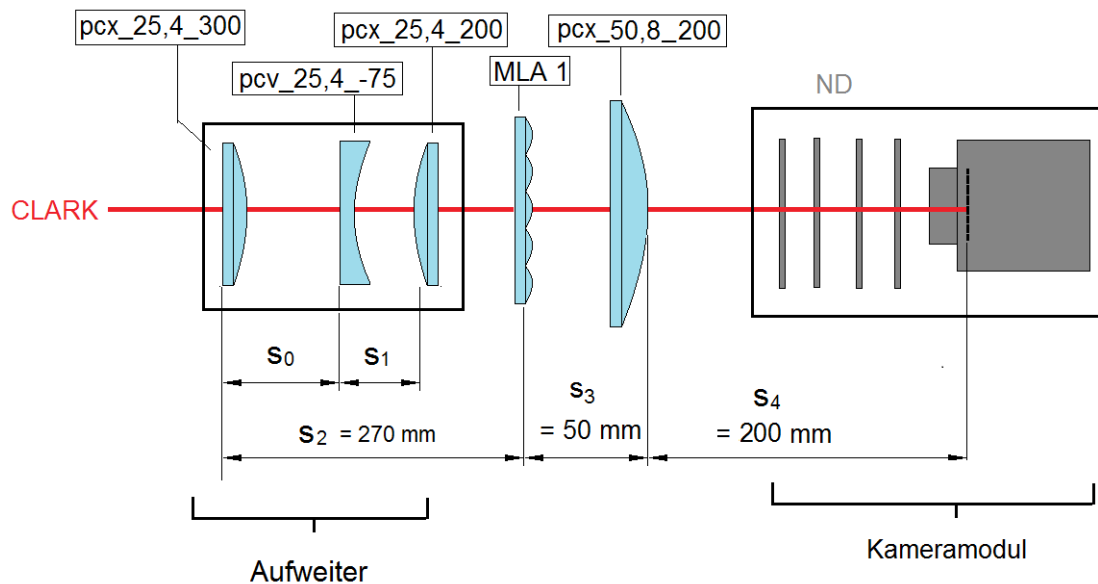


Abbildung 84: Strahlengang für die Untersuchung eines diffraktiven Integrators

Die Kamera wurde um die Fourierebene der Transformationslinse entlang der Ausbreitungsrichtung des Strahls bewegt, um die bestmögliche Verteilung zu ermitteln. Dies war nach visueller Einschätzung bei  $200 \pm 2$  mm festzustellen, was sich mit dem erwarteten Wert deckt. Bei folgendem Strahlprofil handelt es sich um die wie unter Kapitel 3. beschrieben geglättete Ausgangsverteilung.

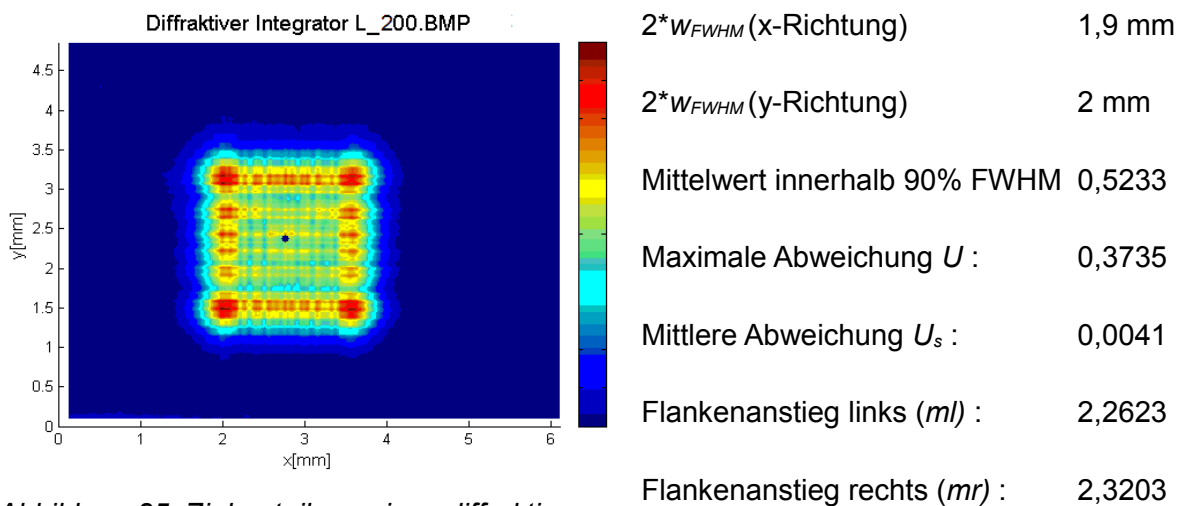


Abbildung 85: Zielverteilung eines diffraktiven Integrators

Die ungeglättete Ausgangsverteilung befindet sich im Anhang Anlage 7. Der blaue Punkt in der Mitte zeigt den Schwerpunkt des Profils an. Verglichen mit den Werten, welche durch den  $\pi$ -Shaper erreicht werden können, sind diese deutlich schlechter. Die maximale Abweichung  $U$  übersteigt sogar die eines gaußschen Strahlprofils. Zudem wurden die angegebenen Werte nach der Glättung berechnet. Ohne diese wären die maximale und

mittlere Abweichung innerhalb 90% FWHM ebenfalls größer. Des Weiteren wird ein zu großer Anteil der Strahlleistung in den Randbereichen des Ausgangsprofils deponiert. Aus diesen Gründen sollten diffraktive Integratoren nicht für Mikrostrukturierung mittels Maskenprojektion verwendet werden und es wird hier auf eine tiefer gehende Untersuchung deren Homogenisierereigenschaften verzichtet.

Von einem abbildenden Integrator wird eine deutlich bessere Qualität des Ausgangsprofils erwartet. Um einen solchen zu untersuchen, wurde erneut die Strahlquelle CPA MXR 2010 verwendet. Der Rohstrahl wurde durch den anlageninternen Abschwächer auf 59 mW mittlerer Leistung vor dem Homogenisiereraufbau reduziert. Es wurde folgender optischer Aufbau realisiert:

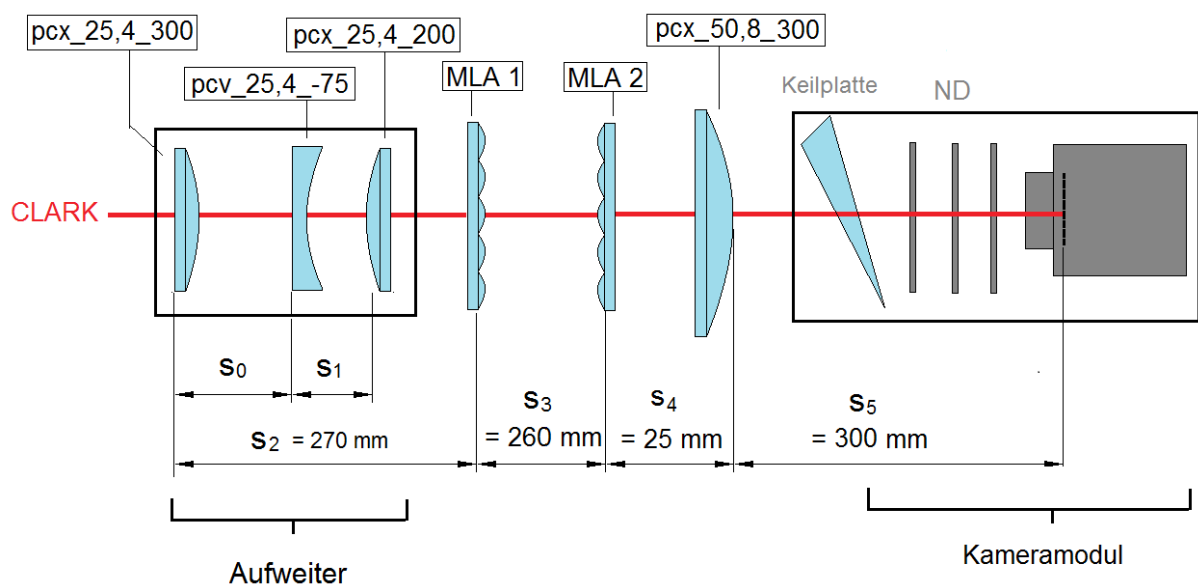


Abbildung 86: Strahlengang für die Untersuchung eines abbildenden Integrators

Auf die Darstellung der Wirkung der Keilplatte wurde verzichtet. Alle Abstände, die in Abb. 86 angegeben sind, wurden während der Untersuchungen nicht verändert. Zunächst wurde wieder untersucht, welche Leistungsverluste am Homogenisiereraufbau zu erwarten sind. Dazu wird die mittlere Strahlleistung in der Zielebene gemessen.

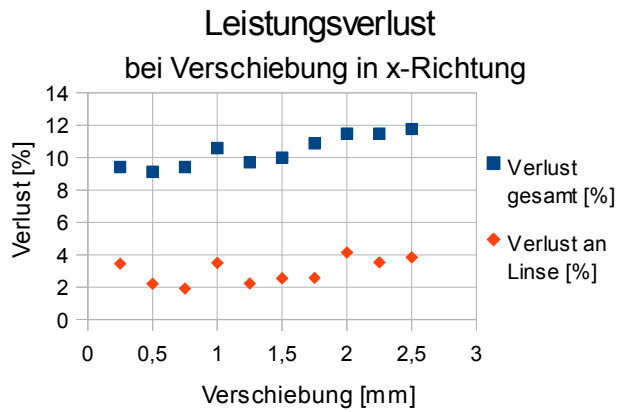


Abbildung 87: MLA; Leistungsverlust bei Verschiebung in x-Richtung

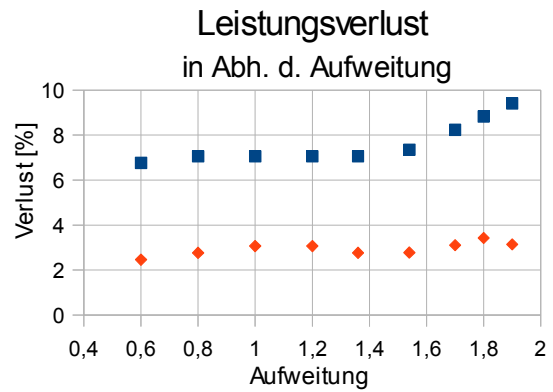


Abbildung 88: MLA; Leistungsverlust in Abh. d. Aufweitung

Die Messwerte befinden sich im Anhang Anlage 8. Sowohl der Verlust, als auch der Anstieg des Verlustes sind deutlich geringer als beim  $\pi$ -Shaper. Dies liegt an der größeren Apertur der Mikrolinsenarrays. Nur bei hohen Aufweitungen bzw. Verschiebungen  $\Delta x$  ist ein leichter Anstieg des Gesamtverlustes am Homogenisiereraufbau zu verzeichnen. Dabei bleibt der Verlust an der Transformationslinse pcx\_50,8\_300 abgesehen von leichten Schwankungen nahezu konstant. Somit ist der Anstieg allein auf Aperturverluste an den Mikrolinsenarrays zurückzuführen.

Es wurde ebenfalls das Verhalten der Homogenisierergrößen bei verschiedenen Aufweitungen untersucht. Bei den folgenden Strahlprofilen handelt es sich um bei verschiedenen Aufweitungen des Rohstrahls aufgenommene Ausgangsverteilung, welche wie unter Kapitel 3. beschrieben, geglättet wurden.

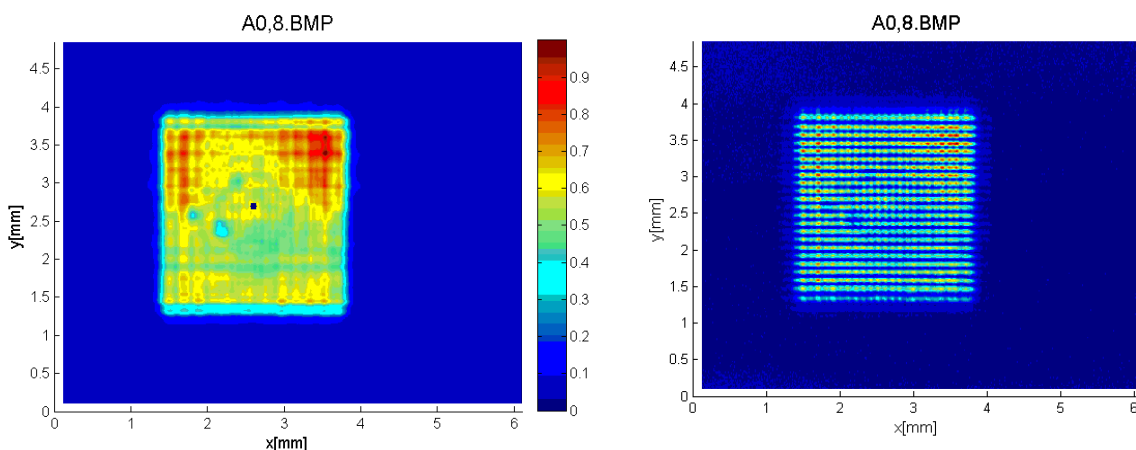


Abbildung 89: MLA; Aufweitung = 0,8

Abbildung 90: MLA; Aufweitung = 0,8 ungeglättet

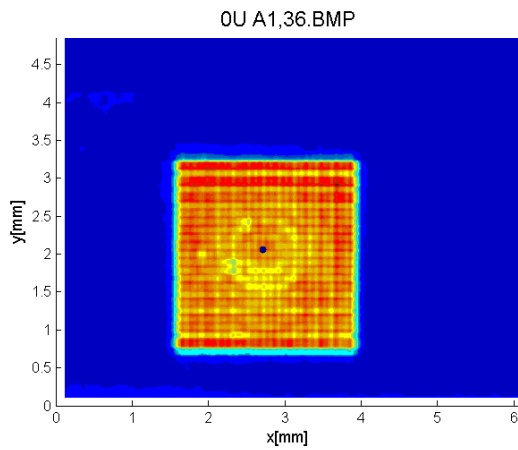


Abbildung 91: MLA; Aufweitung=1,36

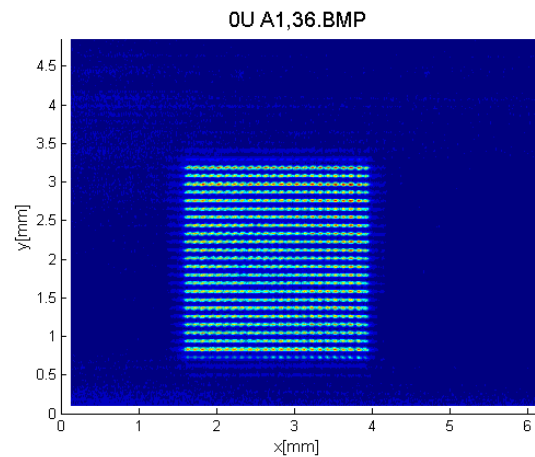


Abbildung 92: MLA; Aufweitung = 1,36 ungeglättet

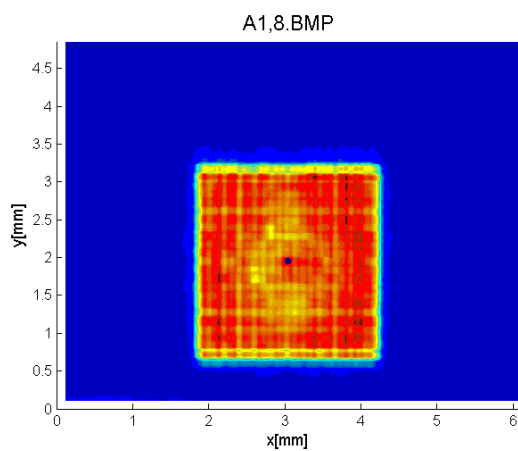


Abbildung 93: MLA; Aufweitung = 1,8

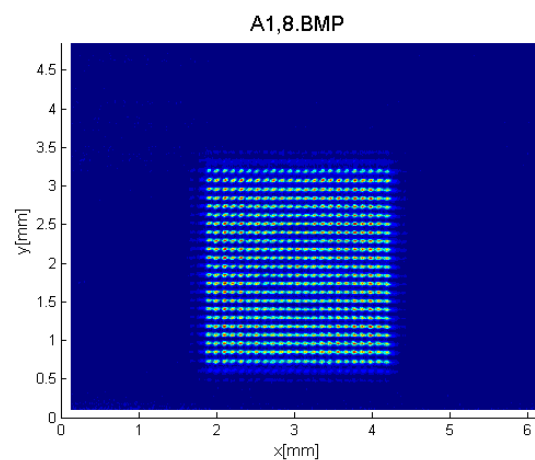


Abbildung 94: MLA; Aufweitung = 1,8 ungeglättet

Weitere geglättete und ungeglättete Strahlprofile befinden sich im Anhang Anlage 9. Der blaue Punkt in der Mitte der Profile gibt die Lage des Schwerpunktes an. Anhand dieser Bilder sind bereits einige Trends auszumachen. Zum Beispiel scheint die Homogenisierung um so besser zu funktionieren, je größer der Rohstrahl ist. Besonders deutlich wird dies bei der Darstellung des geglätteten Strahlprofils, welche Aufschluss über die Verteilung der Spitzenintensitäten gibt. Dies ist auch zu erwarten, da diese Strahlformer auf der Mittlung der Teilintensitätsverteilungen innerhalb der Subaperturen basieren. Das bedeutet, je homogener die Teilverteilungen sind und je mehr Subaperturen zur Entstehung der Ausgangsverteilung beitragen, desto homogener ist diese. Des Weiteren ist zu beobachten, dass die ungeglättete Ausgangsverteilung aus gleichmäßig angeordneten Intensitätsmaxima besteht, welche um so schmaler werden, je größer der Eingangstrahldurchmesser ist. Derartige Verteilungen sind immer dann zu beobachten, wenn die räumliche Kohärenzlänge der einfallenden Wellenfronten größer ist als der Subaperturdurchmesser und sie entstehen durch Überlagerung von Teilstrahlen in der Zielebene. Je mehr Teilstrahlen überlagert werden und je höher die räumliche Kohärenzlänge ist, desto schmaler werden die Maxima. Geht man

von ebenen Wellenfronten in der Zielebene aus, kann der Abstand der Maxima untereinander berechnet werden.

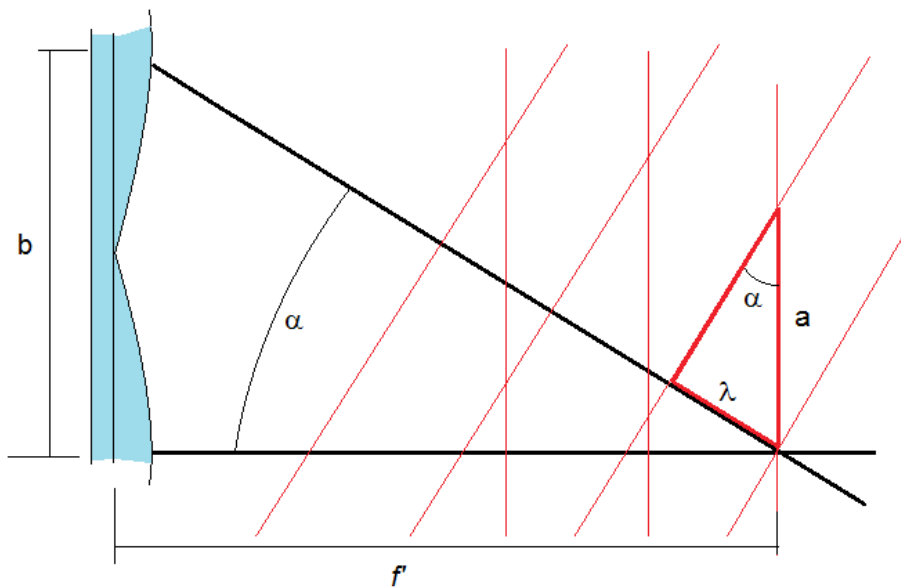


Abbildung 95: Größen bei der Berechnung der Abstände der Maxima

In Abbildung 95 sind die Wellenfronten zweier Teilstrahlen schematisch dargestellt. Diese besitzen untereinander den Winkel  $\alpha$ , welcher durch die Transformationslinse mit der Brennweite  $f'$  hervorgerufen wird (nicht eingezeichnet). Der Abstand der Maxima  $a$  kann im Paraxialstrahlgebiet berechnet werden mit:

$$\frac{b}{f'} = \tan(\alpha) \approx \alpha \quad [9.2a]$$

$$\frac{\lambda}{a} = \sin(\alpha) \approx \alpha \quad [9.2b]$$

$$a = \frac{\lambda \cdot f'}{b} \quad [9.3]$$

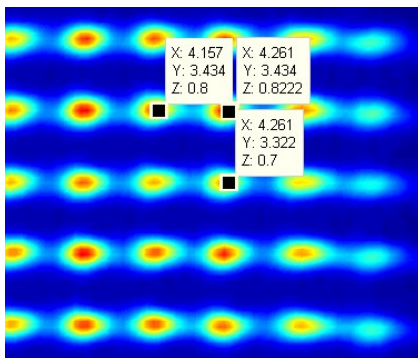


Abbildung 96: Ausschnitt von Abb. 94 mit Data-Cursor

Dies Formel gilt mit guter Näherung, solange die Brennweite  $f'$  der Transformationslinse viel größer ist als die Breite der Mikrolinsen. Bei einem Verhältnis von  $b_1/f' < 0,2$  beispielsweise ist die Abweichung zum realen Wert  $a$  kleiner als 2%. Das bedeutet im vorliegenden Fall, dass mit [9.3] gerechnet werden kann, solange die Brennweite der Transformationslinse 10 mm nicht unterschreitet. Für den in Abb. 86 dargestellten Strahlengang beträgt der Abstand der Maxima untereinander theoretisch 108,1  $\mu\text{m}$ . Eine Messung mittels Data-Cursor der MATLAB-Umgebung ergab einen Abstand 104  $\mu\text{m}$  in x- bzw. 112  $\mu\text{m}$  in y-Richtung und stimmt mit der Theorie recht gut überein. Abweichungen sind auf Mess- und Justagefehler zurückzuführen.



Auch bei der Größe der Ausgangsverteilung ist eine gute Übereinstimmung mit der Theorie festzustellen. So beträgt die Kantenlänge gemäß Formel [7.4] 2,48 mm. Eine Analyse mittels MATLAB-Programmmodul ergab 2,375 mm Halbwertsbreite in x- und 2,578 mm in y-Richtung.

Das Verhältnis der Größen  $S$  und  $a$  ist ein Maß für die Anzahl der Maxima, aus welchen sich die Zielverteilung zusammensetzt. Betrachtet man die Formeln [7.4] und [9.3], fällt auf, dass dieses nicht von der Brennweite der Transformationslinse abhängt, die Kantenlänge  $b_1$  der Mikrolinsen aber quadratisch eingeht.

$$\frac{S}{a} = \frac{b_1^2}{f'_{a1} \cdot f'_{a2}} \cdot [f'_{a1} + f'_{a2} - d] \quad [9.4]$$

Soll die Zielverteilung aus möglichst vielen eng beieinander liegenden Maxima bestehen, müssen die Mikrolinsenarrays möglichst große Subaperturen besitzen. Für eine möglichst gleichmäßige Verteilung der Spitzenintensitäten ist dies mit einer Aufweitung des Rohstrahls verbunden.

Die Untersuchungen der Transformationseigenschaften abbildender Integratoren bei Änderung des Eingangsstrahlprofils wurden an den geglätteten Verteilungen durchgeführt, da die Erstellung der Profilquerschnitte bei den uneglätteten problematisch ist. Kleinste Änderungen der Lage dieser resultieren in großen Schwankungen der daraus berechneten Kennwerte. Dennoch können die gewonnenen Werte an den geglätteten Profilen Rückschlüsse auf die Verteilung der Spitzenintensitäten zulassen, oder deren Verhalten bei räumlich inkohärenter Strahlung.

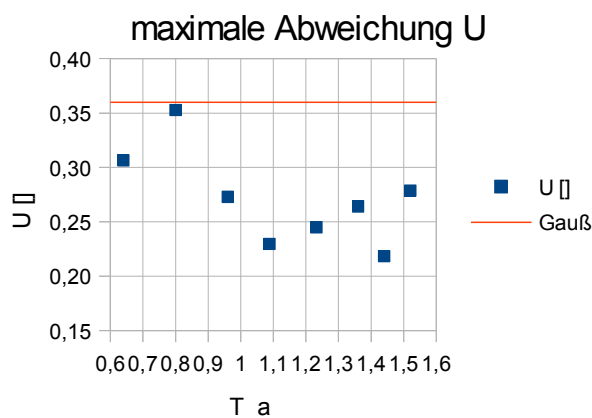


Abbildung 98: MLA; Verlauf  $U(T_a)$

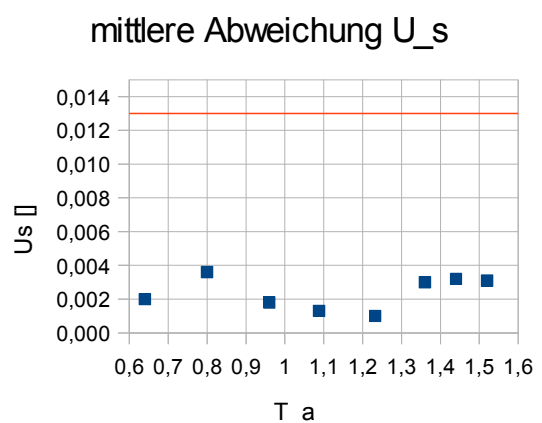


Abbildung 97: MLA; Verlauf  $U_s(T_a)$

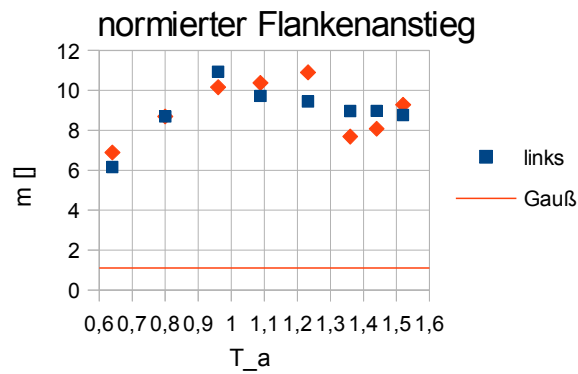


Abbildung 99: MLA; Verlauf  $mr(T_a)$  und  $ml(T_a)$

Für die Berechnung der Größen  $T_a$  und  $T_b$  wurden die Gleichungen [9.1a] und [10.4b] verwendet. Alle Werte befinden sich im Anhang Anlage 10. Trotz einer leichten Verbesserung des Flankenanstieges und der maximalen Abweichung  $U$  sind die Werte im Vergleich zum  $\pi$ -Shaper deutlich weniger von der Größe des Eingangsstrahls abhängig. Die leichte Verbesserung bei größeren Eingangsstrahlradien ist auf den bereits erwähnten Mittelungseffekt solcher Strahlformer zurückzuführen.

Noch geringer ist der Einfluss der Verschiebung des Strahlformers um  $\Delta x$ .

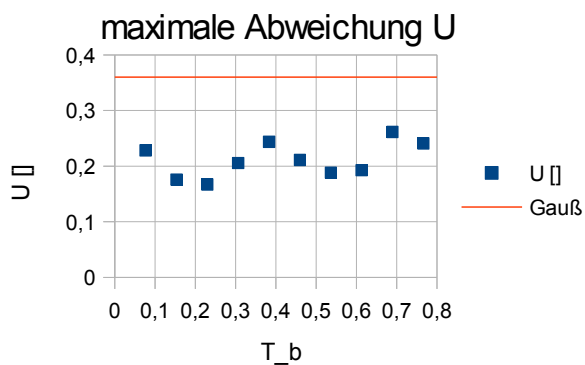


Abbildung 100: MLA; Verlauf  $U(T_b)$

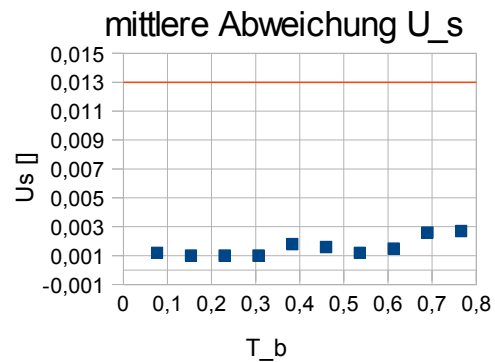


Abbildung 101: MLA; Verlauf  $U_s(T_b)$

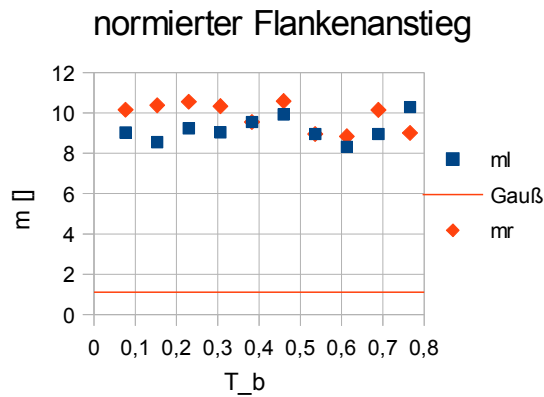
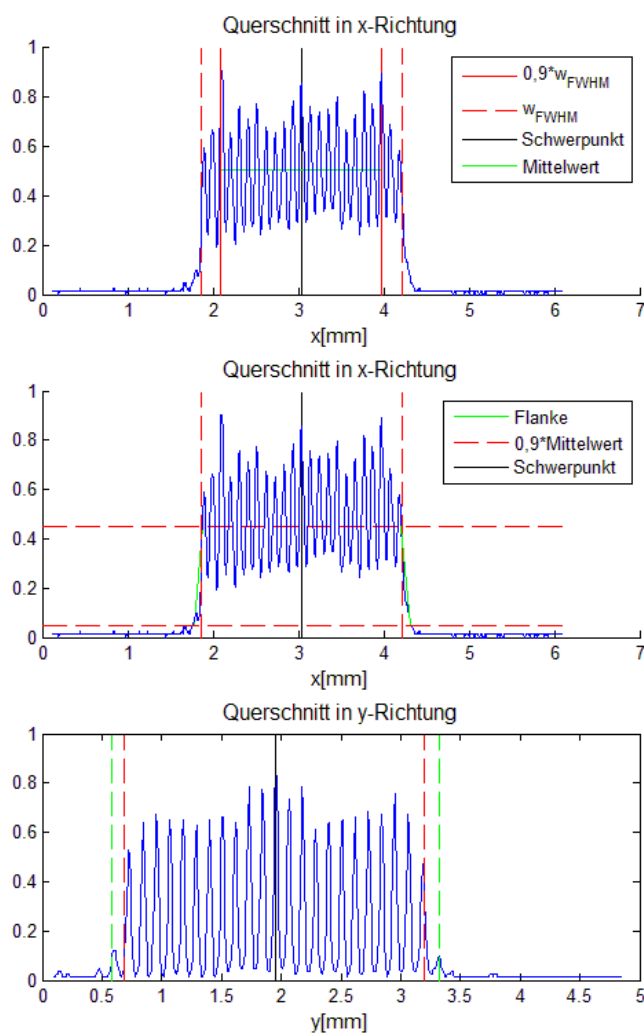


Abbildung 102: MLA; Verlauf  $mr(T_a)$  und  $ml(T_b)$

Alle Ausgangsprofile und ermittelten Werte sowie ungeglättete Profile sind dem Anhang Anlage 11 und 12 zu entnehmen. Für räumlich inkohärente Strahlung sind abbildende Integratoren eine sehr effektive Variante der Strahlformung, da abgesehen von Reflexions- und Absorptionsverlusten an den drei optischen Komponenten fast die gesamte Leistung des Rohstrahls in der Zielverteilung deponiert werden kann. Zudem sind sie nahezu unempfindlich gegenüber Änderungen der Eingangsverteilung. Ausgehend von der aktuellen Angebotslage stellen sie somit die wirtschaftlich günstigste Lösung auf diesem Gebiet dar.

Bei räumlich kohärenter Strahlung kann aufgrund der periodischen Intensitätsschwankungen in der Ausgangsverteilung nicht von einer Homogenisierung gesprochen werden. Dies äußert sich auch darin, dass die Werte  $U$  und  $U_s$  für die ungeglätteten Profile größer sind als die eines gaußschen Strahlprofils. Aus der in Abb. 94 dargestellten Verteilung konnten die Querschnittsprofile und damit verbundenen Größen der Homogenisierung gewonnen werden.



Größe	Ausgangsprofil MLA	TEM <sub>00</sub>
<i>Mittelwert</i>	0,5009	0,8635
<i>U</i>	0,77	0,36
<i>U<sub>s</sub></i>	0,031	0,013
<i>ml</i>	9,3	1,1
<i>mr</i>	9,3	1,1

Abbildung 103: MLA; Querschnitte der Verteilung in Abb. 94

Es ist anzunehmen, dass diese Werte für alle anderen ungeglätteten Profile ebenfalls in diesem Bereich liegen mit ähnlich geringen Abweichungen untereinander wie für die geglätteten.

### 4.1.3 Homogenisierung mittels konstruierter Diffusoren

Im Folgenden wird ein Homogenisiereraufbau mit einem konstruiertem Diffuser (Produktname: Engineered Diffuser™) realisiert. Als Strahlquelle für die Untersuchungen dient der Laser StingRay785 der Firma Coherent, da der Kunststoff nicht den hohen Spitzenintensitäten des Femtosekundenlasers ausgesetzt werden kann. Diese Untersuchungen sollen eine erste Einschätzung ermöglichen, inwieweit konstruierte Diffusoren zur Strahlformung in Verbindung mit Maskenprojektion verwendet werden können und wie diese im Vergleich zu herkömmlichen Methoden abschneiden. Dazu wird folgender Strahlengang verwendet:

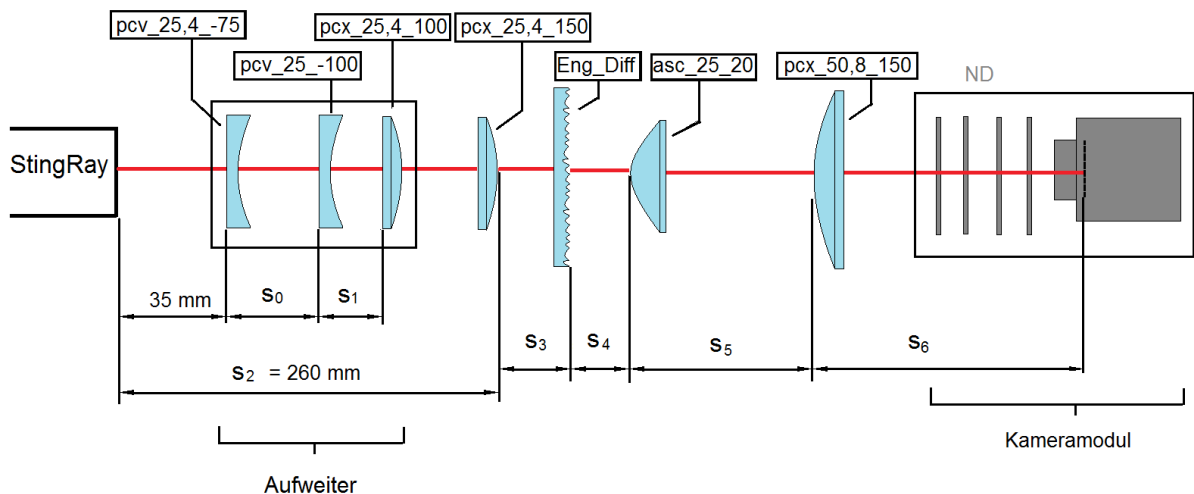


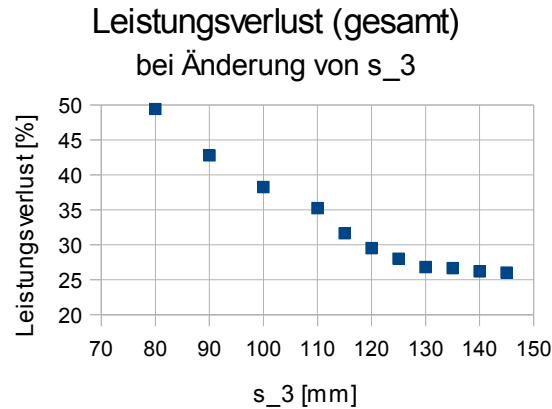
Abbildung 104: Strahlengang für die Untersuchung des konstruierten Diffusers

Für den Aufweiter gelten die unter Kapitel 4.1 aufgeführten Abstände für  $s_0$  und  $s_1$  bei den jeweiligen Aufweitungsverhältnissen. Alle weiteren Abstände werden in den entsprechenden Textstellen explizit erwähnt. Die Linse pcx\_25,4\_150 fokussiert den Strahl auf dem Diffuser. Laut Herstellerangaben erzeugt dieser Streustrahlung mit einem Öffnungswinkel von  $20^\circ$ . Die gestreute Strahlung soll durch die asphärische Kondensorlinse asc\_25\_20 parallelisiert werden. In deren hinterer Brennebene entsteht das homogenisierte Strahlprofil, da die Diffusoren für die Fernfeldverteilung ausgelegt werden. Dieses Profil wird durch die Linse pcx\_50,8\_150 verkleinert auf der CCD-Matrix der Kamera abgebildet. Als Homogenisiereraufbau ist im Folgenden die Kombination aus pcx\_25,4\_150, Diffuser und Kondensorlinse gemeint.

Zunächst wurde untersucht, welchen Einfluss der Abstand  $s_3$  hat. Alle anderen Abstände betrugen:

- $s_4 = 20 \text{ mm}$
- $s_5 = 460 \text{ mm}$
- $s_6 = 220 \text{ mm}$

Des Weiteren wurde eine Aufweitung von 3 eingestellt. Es wurde festgestellt, dass die in der Zielebene zu messende Leistung stark vom Abstand  $s_3$  abhängt. Das folgende Diagramm zeigt den gesamten Leistungsverlust an den Elementen pcx\_25,4\_150, Eng\_Diff, asc\_25\_20 und pcx\_50,8\_150 in Prozent.



*Abbildung 105: Eng\_Diff; Leistungsverlust bei Variation von  $s_3$*

Alle aufgenommenen Werte befinden sich im Anhang Anlage 13. Zusätzlich wurde festgestellt, dass der größte Teil der Leistung an dem Diffuser und an der Linse pcx\_50,8\_150 verloren gehen, wie folgende beide Tabellen bezeugen:

Leistung hinter Aufweiter [mW]:                      33,2

S3= 110 mm      S4 = 20 mm

Element	Leistung dahinter [mW]	Verlust / Element [%]
Pcx_25,4_150	32,6	1,81
Eng_Diff	26,8	17,79
asc_25_20	25,4	5,22
pcx_50,8_150	20,4	19,69

*Tabelle 5: Eng\_Diff; Leistungen bei  $s_3 = 110$  mm und  $s_4 = 20$  mm*

S3= 110 mm      S4= 17 mm

Element	Leistung dahinter [mW]	Verlust / Element [%]
Pcx_25,4_150	32,7	1,51
Eng_Diff	26,6	18,65
asc_25_20	25,5	4,14
pcx_50,8_150	22,6	11,37

*Tabelle 6: Eng\_Diff; Leistungen bei  $s_3 = 110$  mm und  $s_4 = 17$  mm*

Man erkennt zwei Tendenzen in den obigen Tabellen. Zum einen bleiben die Verluste am Homogenisierer, bzw. dessen drei Elementen, nahezu unverändert, zum anderen hat der Abstand  $s_4$  ebenfalls Einfluss auf den Leistungsverlust.

Die Ursache liegt in der Funktionsweise der Asphäre. Sie kollimiert Strahlen, die von einem Punkt auf der optischen Achse in bestimmtem Abstand ausgehen. Gleichzeitig streut der Diffuser die Strahlung, die auf seiner rauen Oberfläche eintrifft so, als würde ein Bündel von Lichtstrahlen von jedem Streuzentrum ausgehen. Je kleiner der Strahlradius also ist, desto besser kann die Strahlung kollimiert werden, da die Anzahl der bestrahlten Streuzentren sinkt. Beziehungsweise der Anteil an Strahlen die von ihnen ausgehen und durch die Kondensorlinse so gebrochen werden, dass sie innerhalb der Apertur der Linse pcx\_50,8\_150 liegen, steigt mit kleiner werdendem Strahlradius auf der Diffuseroberfläche.

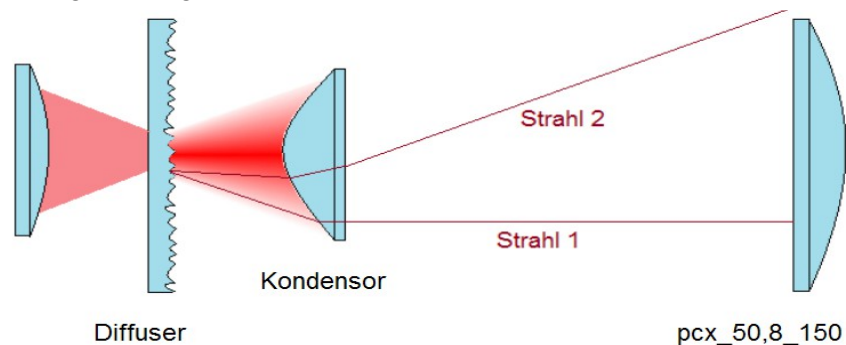


Abbildung 106: Eng\_Diff; Entstehung von Aperturverlusten

Ähnlich verhält es sich auch mit dem Abstand  $s_4$ . Bei einer bestimmten Distanz ist die Anzahl der zu stark abgelenkten Strahlen am geringsten. An dieser Stelle wurde aber keine ausführliche Untersuchung durchgeführt, da die Position der Kondensorlinse ebenfalls großen Einfluss auf die Qualität des Ausgangsprofils hat. Nach subjektiver Einschätzung sollte der Abstand  $s_4$  größer sein als 17 mm und aufgrund des höheren Leistungsverlustes und des sich ab  $s_4 = 20$  mm verschlechternden Strahlprofils 21 mm nicht überschreiten.

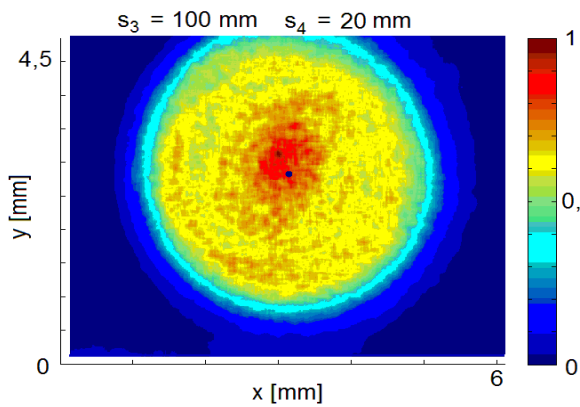


Abbildung 107: Eng\_Diff;  $s_4 = 17 \text{ mm}$

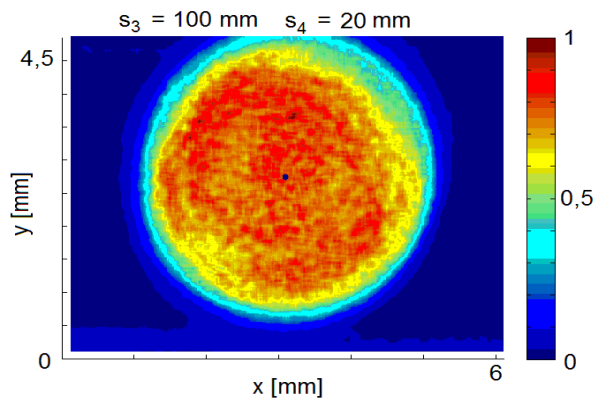


Abbildung 108: Eng\_Diff;  $s_4 = 20 \text{ mm}$

Bei diesen Abbildungen handelt es sich um die geglätteten Strahlprofile. Es ist deutlich zu erkennen, dass bei einem Abstand von  $s_4 = 20 \text{ mm}$  ein besseres Ausgangsprofil erzeugt werden kann. Daher soll dieser für alle folgenden Versuche verwendet werden.

Auch der Strahldurchmesser auf der Diffuseroberfläche spielt eine Rolle für die Qualität des Ausgangsstrahlprofils. Wie bereits erwähnt, werden mit kleineren Strahlprofilen Aperturverluste reduziert. Wie in dem Diagramm auf Seite 82 zu erkennen, erreichen diese ihr Minimum bei einem Abstand von  $s_4 = 130 \text{ mm}$ . Bei einem Rohstrahldurchmesser von etwa  $1,55 \text{ mm}$  und einer Aufweitung von Drei ergibt sich ein Strahldurchmesser von  $0,59 \text{ mm}$  für die x-Richtung und  $0,32$  für die y-Richtung. Für die Berechnung kann an dieser Stelle der Strahlensatz verwendet werden, da sich die Stellen weit genug außerhalb der Raylightlänge befinden. Beides liegt unter der vom Hersteller gesetzten unteren Grenze für den Eingangsstrahlradius. Dementsprechend wurden folgende Zielverteilungen gemessen:

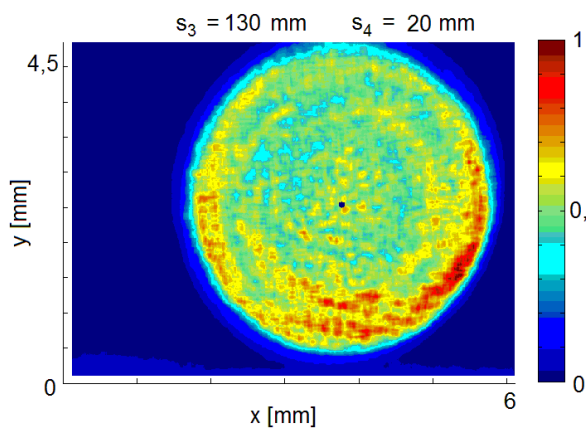


Abbildung 109: Eng\_Diff;  $s_3 = 130 \text{ mm}$

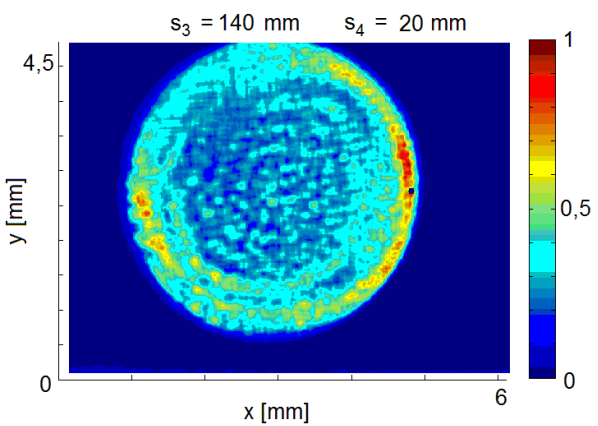


Abbildung 110: Eng\_Diff;  $s_3 = 140 \text{ mm}$



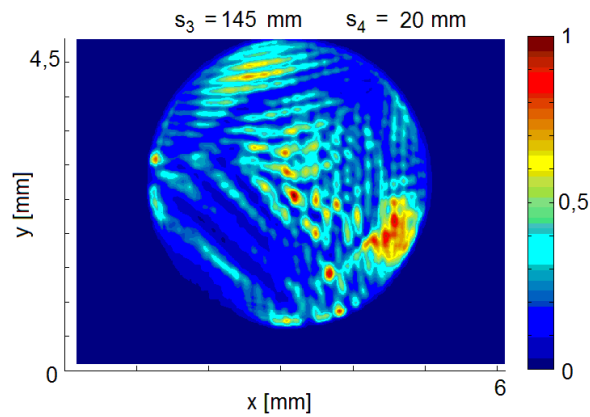


Abbildung 111: Eng\_Diff;  $s_3 = 145 \text{ mm}$

Auch bei den geglätteten Strahlprofilen sind die Tendenzen deutlich erkennbar: je kleiner der Strahldurchmesser auf der Diffuseroberfläche, desto schlechter ist das Ausgangsprofil. Ein Erklärungsansatz liegt in der Wirkungsweise: Je mehr Streuzentren der Diffuseroberfläche an der Entstehung des Ausgangsprofils beteiligt sind, desto definierter ist dieses. Andererseits lässt sich hier auch eine Erklärung in der Fourieroptik finden, denn je größer der Strahldurchmesser auf dem Diffuser ist, desto mehr Raumfrequenzen bilden die Ausgangsverteilung und deren räumliches Rauschen ist um so hochfrequenter.

Für alle folgenden Experimente soll ein Abstand von  $s_3 = 110 \text{ mm}$  verwendet werden, da dieser einen guten Kompromiss zwischen Leistungsverlust und Ausgangsprofilqualität darstellt. Dies entspräche bei dem oben genannten optischen Aufbau einem Strahldurchmesser von  $1,18 \pm 0,02 \text{ mm}$  in der x-Achse und  $0,66 \pm 0,02 \text{ mm}$  in der y-Achse und liegt mit der bestrahlten Diffuserfläche knapp unter der vom Hersteller geforderten Größe.

Die nun folgenden Ausführungen beziehen sich wieder auf die Variation der Größen  $T_a$  und  $T_b$ , wobei diese für den Diodenlaser berechnet werden mit:

$$T_a = \frac{0,733 \cdot A}{2,2 \text{ mm}} \quad [9.5a]$$

$$T_b = \frac{\Delta x}{2,2 \text{ mm}} \quad [9.5b]$$

wobei  $2,2 \text{ mm}$  der Strahlradius in x-Richtung am Homogenisierereingang bei einer Aufweitung  $A$  von drei ist und  $0,733$  der nicht aufgeweitete Strahlradius. Der Bereich der Strahldurchmesser am Homogenisierereingang ist damit nahezu der gleiche wie für den Femtosekundenlaser.

Die starke Streuung der Strahlung, bzw. die damit verbundenen Aperturverluste wirken sich auch auf Leistungsverluste beim Verschieben des Strahlformers in x-Richtung und bei verschiedenen Aufweitungen aus. Für die folgenden Diagramme wurde die Leistung in der Zielebene gemessen und mit der am Homogenisierereingang verglichen.

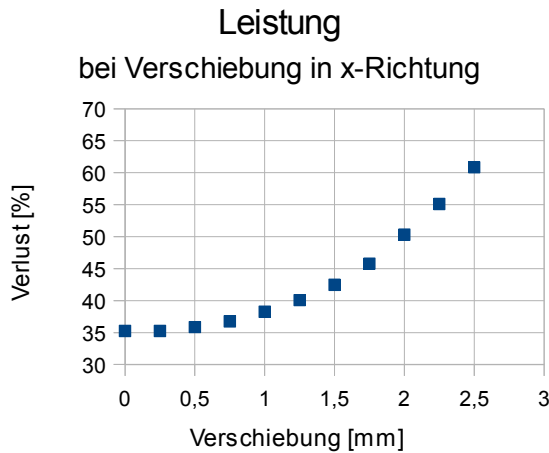


Abbildung 112: Eng\_Diff; Leistungsverlust bei Verschiebung um  $\Delta x$

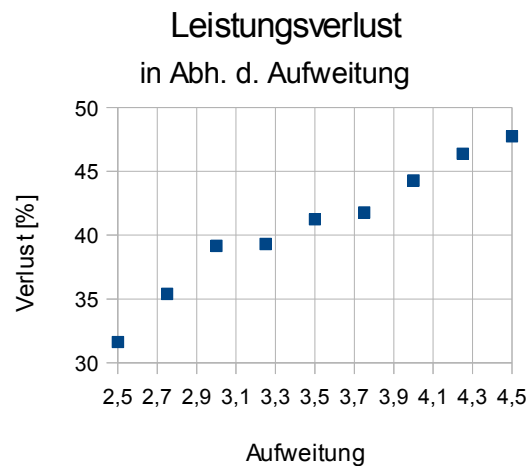


Abbildung 113: Eng\_Diff; Leistungsverlust in Abhängigkeit der Aufweitung

Alle Messwerte befinden sich im Anhang Anlage 14. Sowohl der Leistungsverlust als auch dessen Anstieg übersteigen die der Homogenisierung mittels  $\pi$ -Shaper oder Mikrolinsenarrays. Der Hauptanteil der Strahlleistung geht an der Linse pcx\_50,8\_150 verloren, der Verlust an allen anderen Elementen bleibt nahezu gleich. Bei der Verschiebung des Homogenisierers in x-Richtung um gerade einmal 2,5 mm würde man einen geringeren Aperturverlust erwarten. Doch der Schwerpunkt der Intensitätsverteilung auf der Diffuseroberfläche liegt schnell so weit außerhalb des Brennpunktes der Kondensorlinse, dass diese die gestreute Strahlung nicht mehr ausreichend gut kollimieren kann. Eine Erhöhung der Aufweitung wirkt sich ähnlich aus wie eine Verringerung des Abstandes  $s_3$ , da lediglich der Strahldurchmesser auf der Diffuseroberfläche vergrößert wird. Die Gründe für den Anstieg des Verlustes sind daher die auf Seite 83 bereits erwähnten.

Es hat sich gezeigt, dass die Qualität des homogenisierten Strahlprofils kaum von der Größe des Eingangsstrahls abhängt. Bei den folgenden Strahlprofilen handelt es sich um geglättete Ausgangsverteilungen.

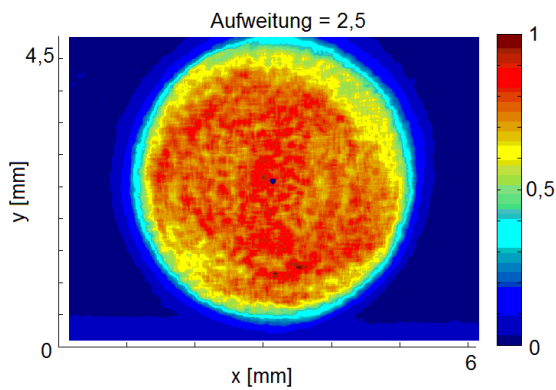


Abbildung 114: Eng\_Diff; Aufweitung = 2,5

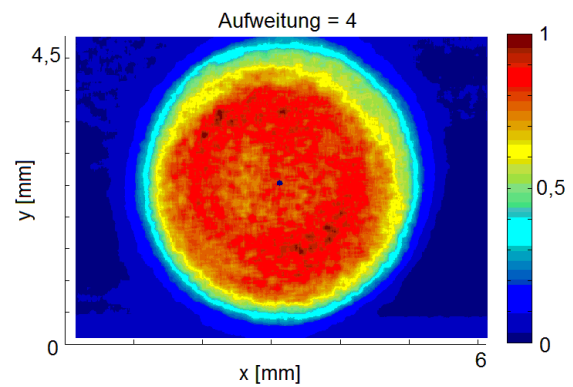


Abbildung 115: Eng\_Diff; Aufweitung = 4

Weitere geglättete und ungeglättete Verteilungen befinden sich im Anhang Anlage 15. Die Unabhängigkeit vom Eingangsstrahlradius äußert sich auch im Verlauf der Homogenisierergrößen in Abhängigkeit von  $T_a$ .

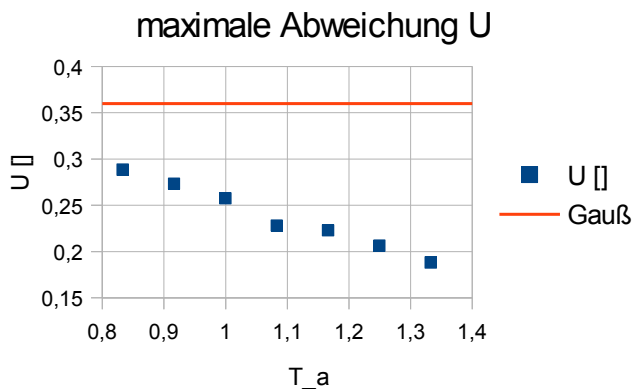


Abbildung 116: Eng\_Diff; Verlauf  $U(T_a)$

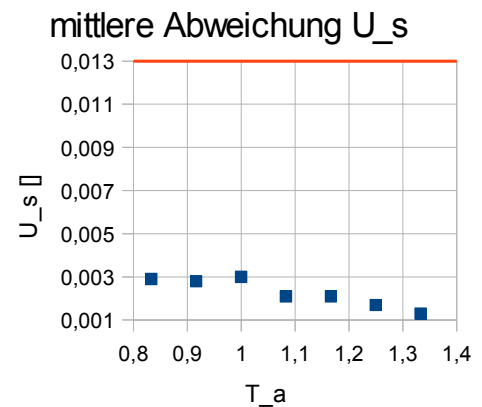


Abbildung 117: Eng\_Diff; Verlauf  $U_s(T_a)$

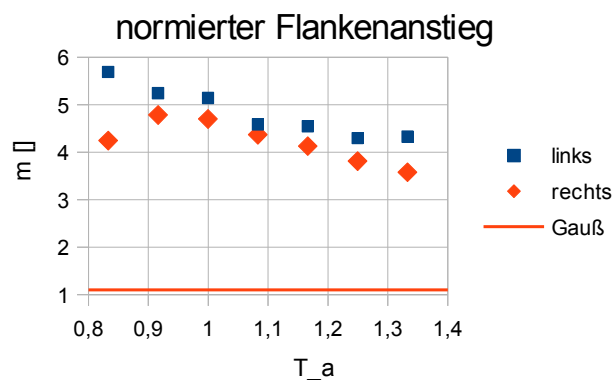


Abbildung 118: Eng\_Diff; Verlauf  $ml(T_a)$  und  $mr(T_a)$

Die ermittelten Werte befinden sich im Anhang Anlage 16. Ähnlich wie bei Integratoren liegen die Werte der Abweichungen  $U$  und  $U_s$  für ungeglättete Strahlprofile deutlich höher, da diese von Specklen durchsetzt sind. Im Unterschied zu Integratoren sind die Peaks in derartigen

Profilen aber stochastisch verteilt und liegen näher beieinander, wodurch ein besserer Mittelungseffekt erzielt werden kann.

Zusätzlich ist zu beobachten, dass  $U$  und  $U_s$  mit größer werdendem Strahlradius kleiner werden. Die Erklärung hierfür liegt in der größeren Anzahl bestrahlter Streuzentren auf der Diffuseroberfläche und der steigenden Anzahl an Raumfrequenzen, wodurch die Speckle kleiner werden. Auf der anderen Seite nimmt der Flankenanstieg kontinuierlich ab. Dies könnte auf die von der Linse pcx\_50,8\_150 ausgeblendeten Strahlanteile zurückzuführen sein, da diese aufgrund der größer werdenden Streuung zunehmen. Dadurch wirkt die Linse wie ein Tiefpassfilter für die Raumfrequenzen des Zwischenbildes. Eine andere Erklärung könnte ein fehlerhaftes Zwischenbild sein, da die Kondensorlinse nicht frei von Aberrationsfehlern ist und diese dominanter werden, je weiter weg ein Strahl von der optischen Achse ist.

Dennoch bleibt die Qualität des Ausgangsprofils sehr gut. Anders verhält es sich bei einer Verschiebung des Strahlformers um  $\Delta x$ . Hier war eine deutliche Änderung des Ausgangsprofils zu erkennen. Die folgenden Werte und Profile wurden mit einer Aufweitung von 3 aufgenommen, was einem Eingangsstrahldurchmesser von 4,4 mm entspricht.

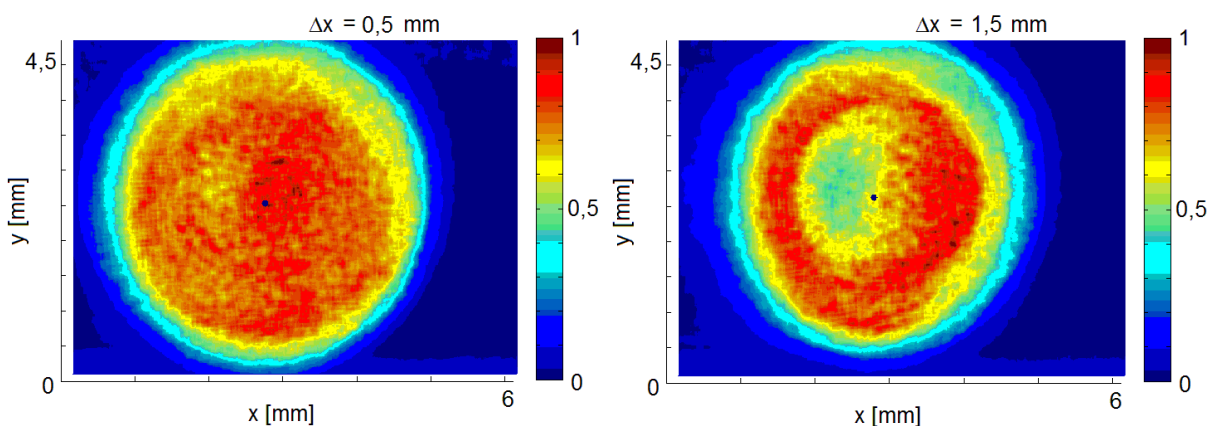


Abbildung 119: Eng\_Diff;  $\Delta x = 0,5$  mm

Abbildung 120: Eng\_diff;  $\Delta x = 1,5$  mm

Weitere geglättete und ungeglättete Strahlprofile befinden sich im Anhang Anlage 17. Eine Blendenwirkung der Linse pcx\_50,8\_150 konnte ausgeschlossen werden, da eine Positionsänderung derselben keine wahrnehmbare Auswirkung auf das Ausgangsprofil hatte, auch bei hohen Werten für  $\Delta x$ . Es konnten folgende Verläufe der Homogenisierergrößen in Abhängigkeit von  $T_b$  aufgenommen werden.

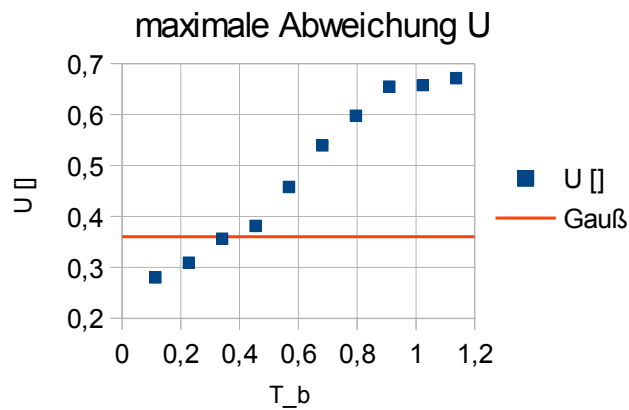


Abbildung 121: Eng\_Diff; Verlauf  $U(T_b)$

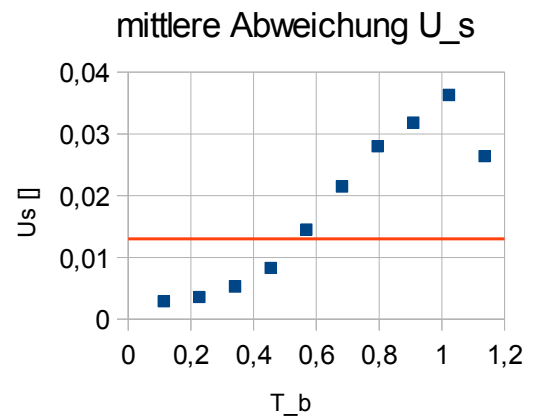


Abbildung 122: Eng\_Diff; Verlauf  $U_s(T_b)$

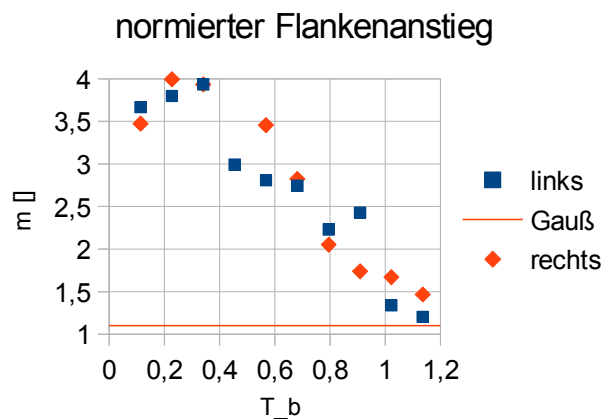


Abbildung 123: Eng\_Diff; Verlauf  $ml(T_b)$  und  $mr(T_b)$

Alle Werte sind dem Anhang Anlage 18 zu entnehmen. Wird die finale Linse ausgeschlossen, kommt als Ursache für dieses Verhalten nur noch die Asphäre asc\_25\_20 in Frage. Diese bricht die Strahlen so, dass sie sich zu einem fehlerhaften Zwischenbild vereinen, welches durch pcx\_50,8\_150 abgebildet wird.

Für eine optimale Wirkung dieses Homogenisierertyps sollte vor allem die Asphäre genau im Strahlengang justiert sein. Die Positionsabweichung des Eingangsstrahls in lateraler Richtung sollte 10% des Strahlradius nicht überschreiten. Das gilt sowohl für den Eingangsstrahl als auch für das Strahlprofil auf der Diffuseroberfläche. Für eine optimale Leistungsausnutzung sollte dieses zudem so klein wie möglich sein und nahe bei der vom Hersteller geforderten unteren Grenze liegen. Wird diese nicht unterschritten, haben Abweichungen der Größe des Eingangsstrahls kaum einen Einfluss auf die Qualität der Homogenisierung, was ein deutliches Zeichen dafür ist, dass derartige Strahlformer nicht von der Intensitätsverteilung des Eingangsstrahls abhängen.

Das System besitzt zudem noch Verbesserungspotential, indem zum Beispiel die Kondensorlinse durch ein Linsensystem ersetzt wird, welches für Aberrationsfehler und Brennebenenwölbung korrigiert ist oder eine Zoomfunktion besitzt. Zudem könnte dieses so ausgelegt werden, dass eine weitere Linse wie pcx\_50,8\_150 nicht benötigt wird. Die bis zu 18 % Leistungsverlust am konstruierten Diffuser und die große Streuung lassen sich dadurch allerdings nicht vermeiden.

## 4.2 Abbildungs- und Abtragstests mittels Femtosekundenlaser-Maskenprojektion

Primäres Ziel der Untersuchungen ist es, einen geeigneten Aufbau für eine Femtosekundenlasermakenprojektionsanlage zu ermitteln. Das beinhaltet die Form der Homogenisierung, die Abbildung mittels des Objektivs 4LO und das Abtragsverhalten.

### 4.2.1 Anlagenaufbau

Die Anlage soll zunächst so aufgebaut werden, dass sowohl der  $\pi$ -Shaper als auch der abbildende Integrator aus Kapitel 4.1.2 je nach Wahl integriert werden können, ohne größere Änderungen am Aufbau vorzunehmen. Ebenso sollten Feldlinsen und Vakuumküvette bei Bedarf eingebaut werden können. Folgendes Bild zeigt die Strahlführungskomponenten im Überblick:

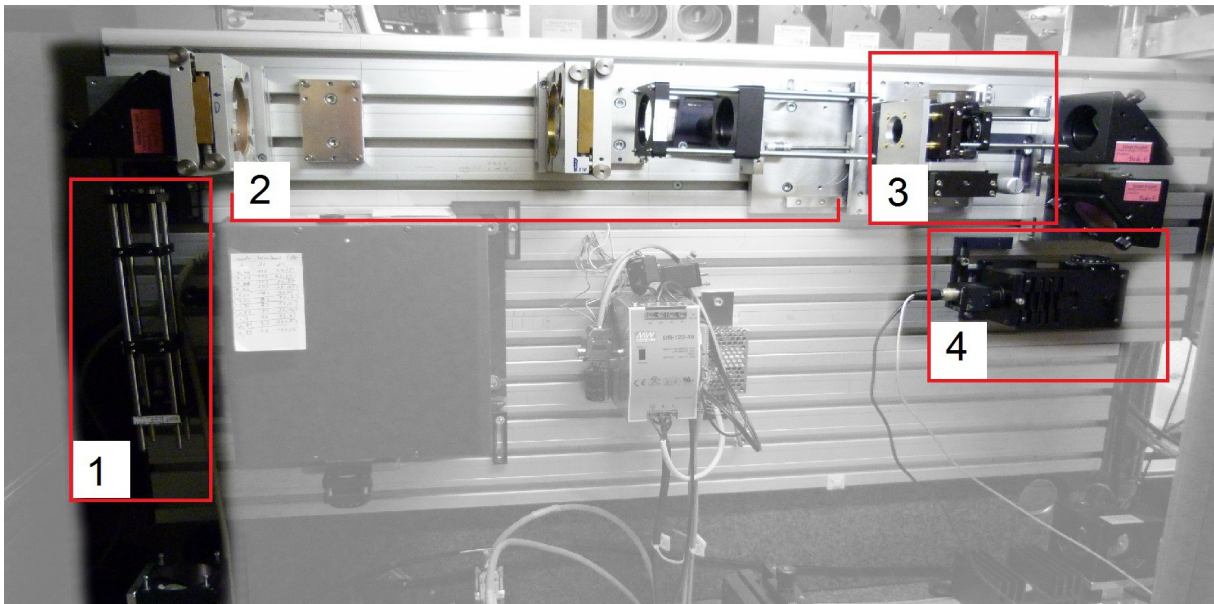


Abbildung 124: Anlagenaufbau im Überblick, hier: mit abbildendem Integrator und ohne Feldlinsen

Für alle folgenden Experimente wird der Aufweiter von Seite 64 mit einer Aufweitung von 1,36 verwendet (1), da sich dieser sowohl für den  $\pi$ -Shaper als auch für den Integrator als ausreichend gut herausgestellt hat. Der Bereich (2) des Aufbaus ist für die verschiedenen Homogenisierer vorgesehen. Mit dem Modul (3) können Maske und Feldlinsen gehalten und justiert werden. Als Umlenkspiegel dienen beschichtete Quarzglasplatten. Dadurch wird der nicht reflektierte Anteil der Strahlung transmittiert. Der auf diese Weise ausgekoppelte Strahl kann zur Strahlanalyse verwendet werden. Dazu wurde bei (4) das Kameramodul installiert. Die dazugehörige Linse bildet das Intensitätsprofil der Maskenebene auf der CCD-Matrix ab.



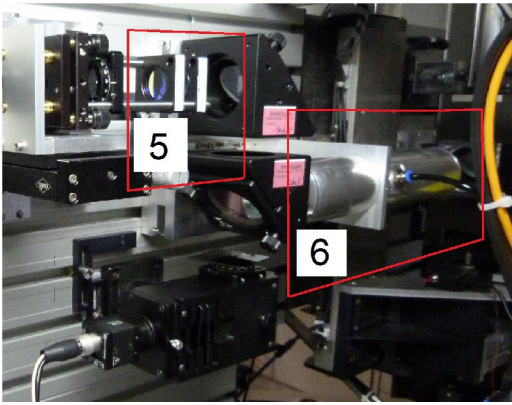


Abbildung 125: Strahlengang:  
Detailansicht mit Feldlinsen

Die Feldlinsen (5) werden nahe der Maske befestigt. Mit ihnen kann ein Zwischenfokus zwischen Maske und Objektiv erzeugt werden. Dadurch verschiebt sich im Bildraum die Lage der Fourierebene in einen Bereich hinter der Abbildungsebene.

Ebenfalls optional ist der Einsatz der Vakuumkanüle (6). Deren Mittelpunkt ist idealerweise an der Position des entstehenden Zwischenfokus und wird daher auch nur in Verbindung mit den Feldlinsen verwendet.

Feldlinsen, Objektiv und Maske sind auf folgende Weise angeordnet:

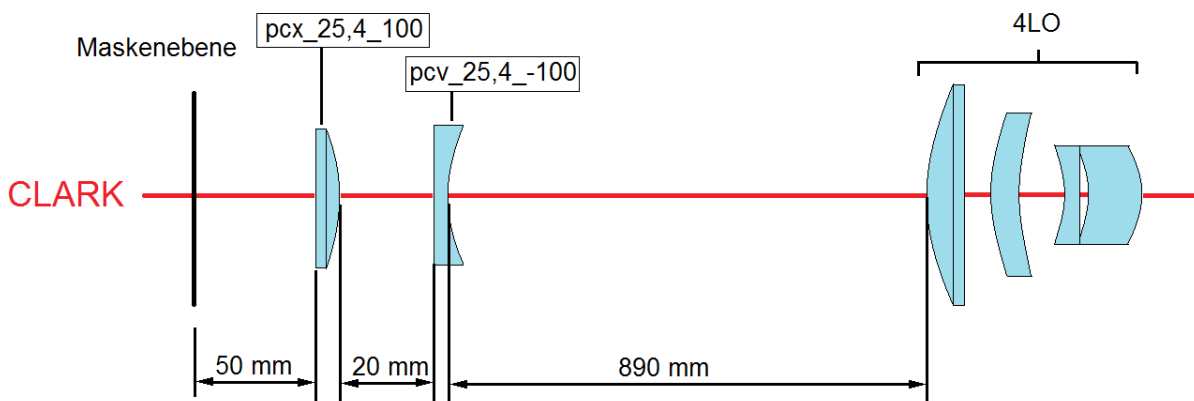


Abbildung 126: Abstände Maske bis Objektiv

Die Orientierung der Linsen entspricht der in der Zeichnung angegebenen. Ohne Feldlinsen beträgt der Abstand zwischen Maskenebene und erster Grenzfläche des Objektivs 950 mm, wobei bei diesen Abständen ein Spielraum von  $\pm 10$  mm haben, ohne dass sich die Abbildungsqualität signifikant verschlechtert. Das Objektiv selbst ist an einer Linearachse montiert, welche in z-Richtung verföhrt. Dadurch werden Objekt- und Bildweiten eingestellt, bis eine scharfe Abbildung erreicht ist. Bei den oben angegebenen Abständen sind die Abbildungsverhältnisse 19,04 zu 1 ohne Feldlinsen und 20,88 zu 1 mit Feldlinsen. Beide Werte wurden mittels WinLens 3d basic von Qioptiq ermittelt.



#### 4.2.2 Maskenprojektion mittels $\pi$ -Shaper

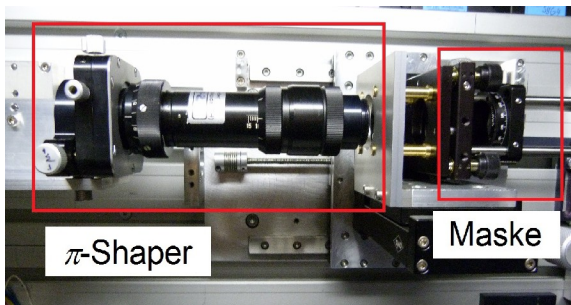


Abbildung 127: Strahlengang:  $\pi$ -Shaper + Maske

Für die folgenden Versuche wurde der  $\pi$ -Shaper so nah wie möglich an der Maskenebene positioniert. Der Abstand zwischen Homogenisiererausgang und Maske betrug hierbei etwa 7 cm. Dadurch wurde ein kreisförmiger Bereich von etwa 6 mm Durchmesser ausgeleuchtet. Zunächst wurden weder Feldlinsen noch Vakuumkuvette verwendet. Als Substratmaterial diente eine mit Molebdän beschichtete Glasplatte. Dieses Material zeichnet sich

durch eine -im Vergleich zu Silizium- niedrigere Abtragsschwelle aus. Zunächst wurde die Wabenmaske verwendet. Der folgende Abbildungstest wurde mit einer mittleren Strahlleistung von 520 mW und 80 Pulsen durchgeführt.

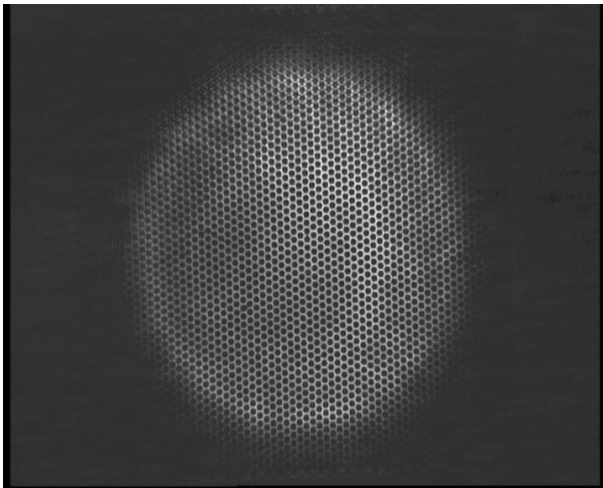


Abbildung 128: Maskenebene mit  $\pi$ -Shaper, Wabenmaske, keine Feldlinsen

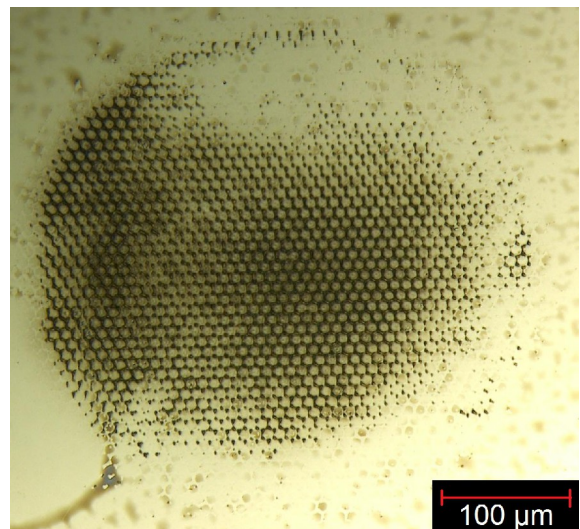


Abbildung 129: Abbildung mit  $\pi$ -Shaper, Wabenmaske, keine Feldlinsen

Mit Hilfe der Auswertungssoftware des Mikroskops Keyence konnte eine Gitterperiode senkrecht zu den Wabenkanten von 8,6 bis 8,9  $\mu\text{m}$  ermittelt werden und eine Stegbreite von etwa 2,2  $\mu\text{m}$ . Das entspräche einem Abbildungsverhältnis von  $18,3 \pm 0,3$  zu 1. Abweichungen zum erwarteten Wert sind hier sicherlich auf Justagefehler und Messungenauigkeiten zurückzuführen. Die obigen Aufnahmen beweisen also, dass mit Hilfe des Objektives 4LO Strukturen im 2  $\mu\text{m}$ -Bereich per Maskenprojektion abgetragen werden können. Dies liegt auch im Bereich des durch Winlens berechneten Durchmessers des Airy-Scheibchens von 2,2  $\mu\text{m}$  und bedeutet zugleich, dass damit die physikalisch machbare Grenze für dieses Objektiv erreicht ist. Zusätzlich konnte ein Bereich mit 6 mm Durchmesser

inversionsfrei abgebildet werden, was ebenfalls den designtechnischen Maßgaben des Objektivs entspricht.

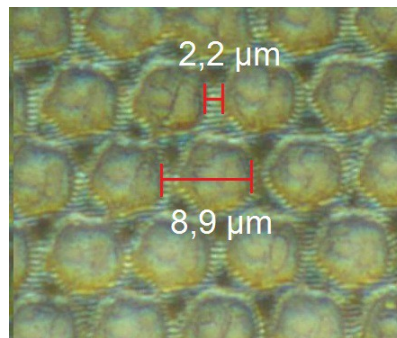


Abbildung 130: Ausschnitt aus Abb. 129

Erwartungsgemäß schlecht fällt die Homogenisierung aus, was an der in Abb. 129 zu sehenden Abtragskontur erkennbar ist, da nur der Bereich abgetragen wird, bei welchem die Schwellfluenz überschritten wird. Dieser Effekt kann mittels Grauwertsegmentierung des Bildes der Maskenebene nachgestellt werden:

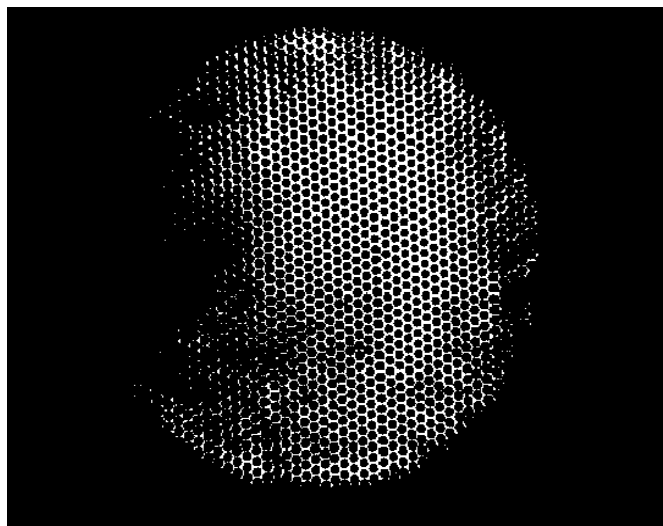


Abbildung 131: Maskenebene(Wabemaske):Grauwertsegmentierung

Im Gegensatz dazu zeigt sich bei einer Abbildung mit Feldlinsen eine Diskrepanz zwischen Intensitätsverteilung in der Maskenebene und Abtragskontur. Der folgende Abtrag wurde mit einer Rohstrahlleistung von 550 mW und 80 Pulsen realisiert.

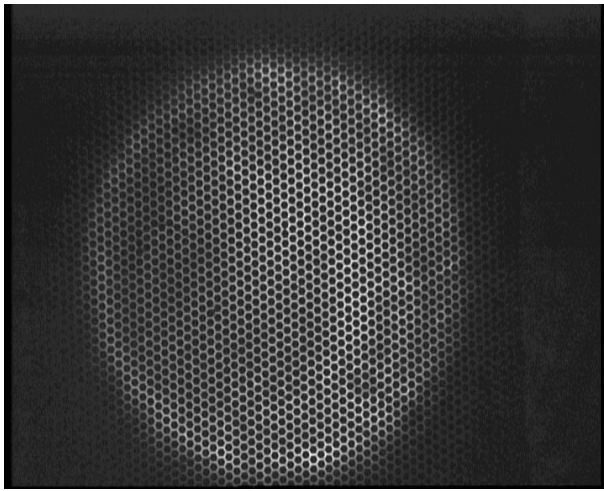


Abbildung 132: Maskenebene mit  $\pi$ -Shaper, Wabenmaske, mit Feldlinsen, ohne Küvette

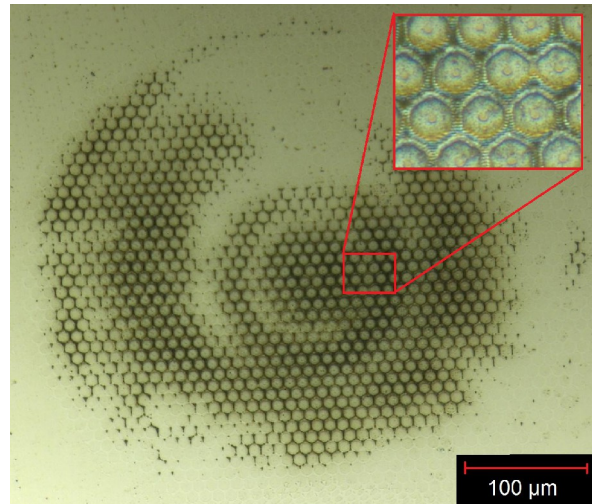


Abbildung 133: Abbildung mit  $\pi$ -Shaper, Wabenmaske, mit Feldlinsen, ohne Küvette

Die Wabenstruktur selbst konnte sehr gut abgebildet werden. Dennoch sind in der Kontur konzentrische Kreise zu erkennen, welche in etwa aussehen wie die Fernfeldbeugungsverteilung einer Kreisblende. Dieser Effekt entsteht nicht an den Feldlinsen allein, denn in dem Fall müsste das Bild der CCD-Kamera denselben Fehler aufweisen. Auch ein eventuelles Luftplasma in der Brennebene der Feldlinsen konnte als Ursache ausgeschlossen werden. Für den folgenden Abtrag wurde die Vakuumkuvette in den Strahlengang installiert und evakuiert. Es wurden erneut 550 mW Strahlleistung und 80 Pulse verwendet:

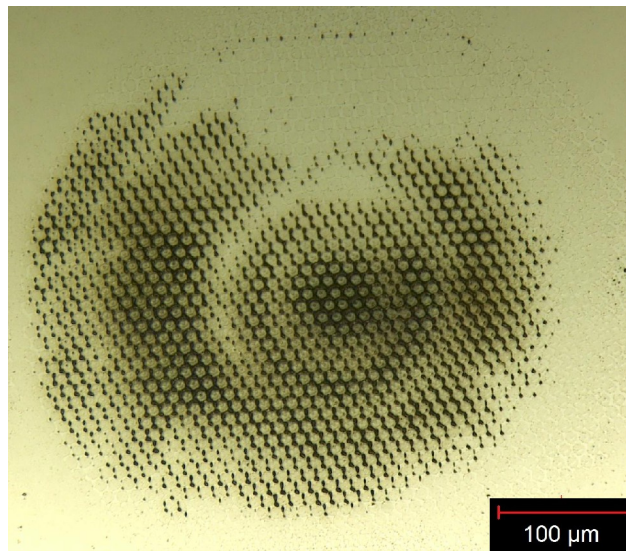
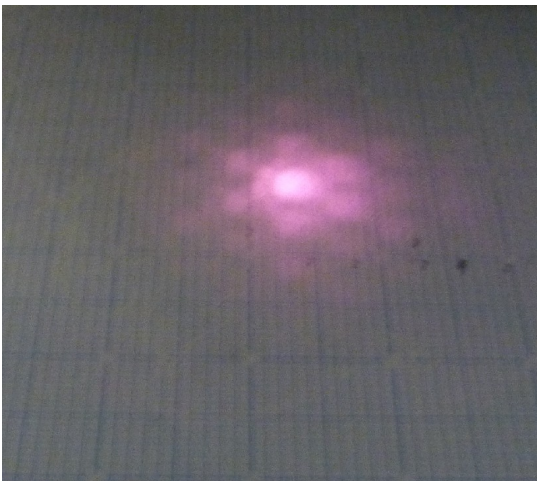


Abbildung 134: Abbildung mit  $\pi$ -Shaper, Wabenmaske, mit Feldlinsen, mit Küvette

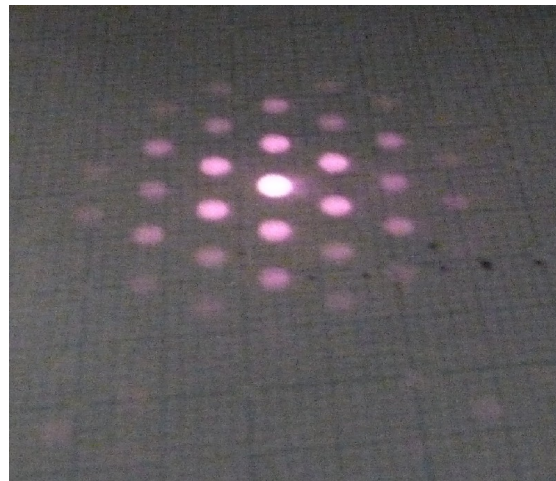
Zudem war auch kein Plasma während des Laserbetriebes wahrnehmbar, was an der hohen Brenneite der Feldlinsen und der schlechten Strahlqualität liegt. Es ist wahrscheinlich, dass der Effekt im Objektiv entsteht. Während der Bearbeitung war eine weiß-blaue kegelförmige Leuchterscheinung in der Mitte der letzten Linse des Objektivs zu sehen. Diese trat bei den



vorangegangenen Versuchen ohne Feldlinsen nicht auf. Es handelte sich hier offensichtlich um nichtlineare Effekte wie Frequenzverdopplung, Frequenzverdreifachung und Mehrwellenmischungen. Eine weitere Ursache könnte der Kerr-Linsen-Effekt sein, welcher ebenfalls ein nichtlinearer Effekt ist und eine Brechzahländerung im Material hervorruft. Durch diese Effekte wird dem Laserpuls Leistung entzogen oder umverteilt und der Bereich, in dem diese auftreten, trägt nicht oder nur vermindert zur Abbildung bei. Wenn die Feldstärkeverteilung am Eingang des Objektivs in etwa der der Fernfeldverteilung der Maske entspricht, ist die Spitzenintensität in der nullten Beugungsordnung am größten. Zusätzlich ist der Strahldurchmesser im Objektiv am kleinsten an der Austrittsseite der letzten Linse. Daher ist die Leuchterscheinung auch dort auszumachen. Durch Absorption und Umverteilung der Leistung an dieser Stelle entsteht ein optischer Effekt wie bei einem sehr schmalbandigen Hochpassfilter für die Raumfrequenzen des Bildes. Der Grund, aus dem dies nur mit Feldlinsen auftritt, ist der, dass diese die Wellen, die an der Maske gebeugt werden, gewissermaßen bündeln. Somit ist das Objektiv höheren Intensitäten ausgesetzt als ohne.



*Abbildung 135: Intensitätsverteilung am Eingang des Objektivs ohne Feldlinsen*



*Abbildung 136: Intensitätsverteilung am Eingang des Objektivs mit Feldlinsen*

Bei Strukturierungen mit großflächigen Masken wie der Pfeilmaske 2 kommt noch eine weitere Problematik dazu. Folgender Abtrag wurde ohne Feldlinsen und Küvette realisiert. Es wurden 80 Pulse bei einer Strahlleistung von 520 mW verwendet.

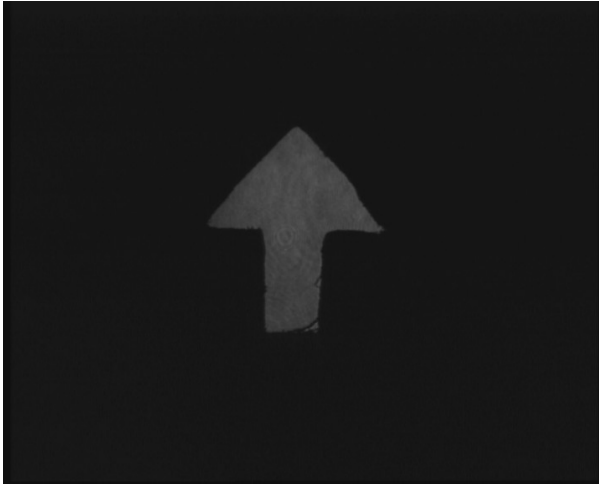


Abbildung 137: Maskenebene mit  $\pi$ -Shaper, Pfeilmaske 2, keine Feldlinsen

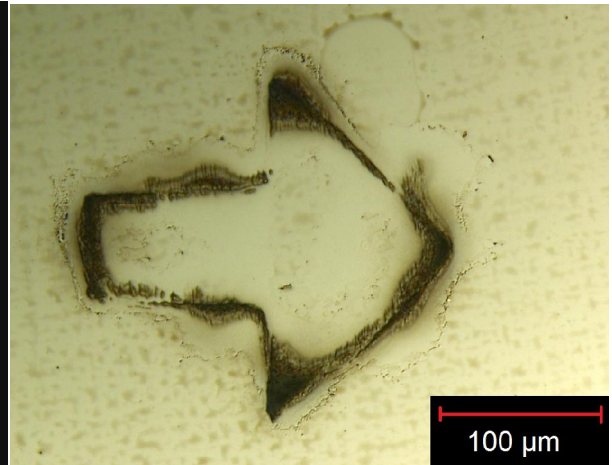


Abbildung 138: Abbildung mit  $\pi$ -Shaper, Pfeilmaske 2, keine Feldlinsen

Es ist eine sehr deutliche Hochpassfilterung zu erkennen, auch ohne Feldlinsen. Gemäß FOURIERtheorie besteht die Kontur der Pfeilmaske 2 aus einer größeren Anzahl an kleinen Raumfrequenzen als die der Wabenmaske. Das bedeutet, dass sich im Fernfeld oder der Brennebene von Linsen auch ein größerer Teil der Strahlleistung um oder in der nullten Beugungsordnung befindet. Trotz dieser Prämisse entsteht der Hochpassfilter-Effekt nicht allein am Objektiv. Hier könnte ein Luftplasma die Ursache sein. Dieses entsteht an der Stelle der höchsten Intensität in der Brennebene des Objektivs. Durch die vielen kleinen Raumfrequenzen ist es wesentlich intensiver als bei der Wabenmaske, wo es vermutlich gar nicht erst entstehen konnte. Das Plasma absorbiert und streut Photonen im Bereich der nullten Beugungsordnung, wodurch der Hochpassfilter-Effekt entsteht.

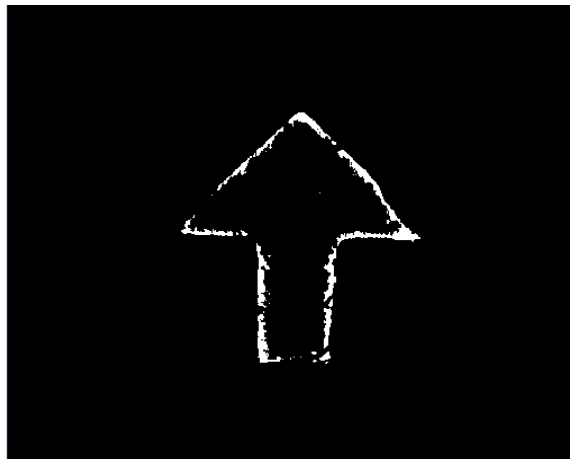


Abbildung 139: Maskenebene (Pfeilmaske2): Tiefpassfilter, Grauwertsegmentierung

Ein Indiz für diese Theorie liefert das Abtragsverhalten bei Verwendung von Feldlinsen und Vakuumküvette. Für den folgenden Abtrag wurden wieder 80 Pulse und eine mittlere Strahlleistung von 520 mW verwendet.

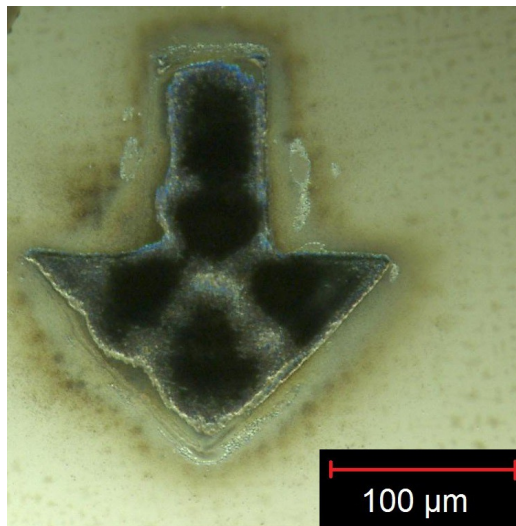


Abbildung 140: Abbildung mit  $\pi$ -Shaper, Pfeilmaske 2, Feldlinsen und Vakuumküvette

Da die Entstehung eines Luftplasmas bei diesem Strahlengang ausgeschlossen ist, sind die in der obigen Abbildung zu sehenden Abbildungsfehler, ähnlich wie bei der Wabenmaske, auf nichtlineare Effekte im Objektiv und eventuell an den Küvettenfenstern zurückzuführen.

All diese Probleme würden auch bei einem idealen, auf das Strahlprofil des Femtosekundenlasers angepassten refraktiven Strahlformer, auftreten. Die Ursachen der Abbildungsfehler sind hier nicht unzureichende Optiken, sondern die Eigenschaften von Femtosekundenlaserstrahlung selbst. Um deren Einfluss zu mindern, muss der Strahldurchmesser am Eingang des Objektivs vergrößert, und gleichzeitig das Plasma aktiv unterdrückt werden. Folgende Lösungsansätze könnten daher Gegenstand weiterer Untersuchungen sein:

- 1) Man kann einen refraktiven Strahlformer mit gekrümmten Wellenfronten in der Ausgangsebene verwenden. Im einfachsten Fall geschieht dies über eine Abbildung des Ausgangsprofils des  $\pi$ -Shapers auf die Maskenebene.
- 2) Die Fourierebene des abbildenden Systems muss sich im Vakuum befinden. Um nichtlineare Effekte zu vermeiden, muss die Vakuumküvette verlängert werden von aktuell 300 mm auf geschätzte 400 bis 500 mm und Küvettenein- und Ausgang müssten sich so nah wie möglich an den Feldlinsen und dem Objektiv befinden. Gleichzeitig muss die Gesamtbrennweite der Feldlinsen verringert werden. Dies kann sich aber negativ auf die Eigenschaften des abbildenden Systems auswirken. Eine alternative Lösung wäre 3).
- 3) Es wird komplett auf die Feldlinsen verzichtet. Gleichzeitig befinden sich Objektiv und Substrat im Vakuum. Um das System vakuumtauglich zu machen, muss die Fassung der Linsen eine Evakuierung des Linsenzwischenraumes ermöglichen. Zusätzlich sollte die letzte Grenzfläche durch ein dünnes Quarzglasblättchen vor Debris

geschützt werden. Dieses sollte einfach austauschbar sein und sich im geringstmöglichen Abstand zur letzten Linse befinden.

#### 4.2.2 Maskenprojektion mittels abbildendem Integrator

Für die folgenden Versuche wurde der  $\pi$ -Shaper durch einen abbildenden Integrator gemäß Kapitel 4.1.2 ersetzt.

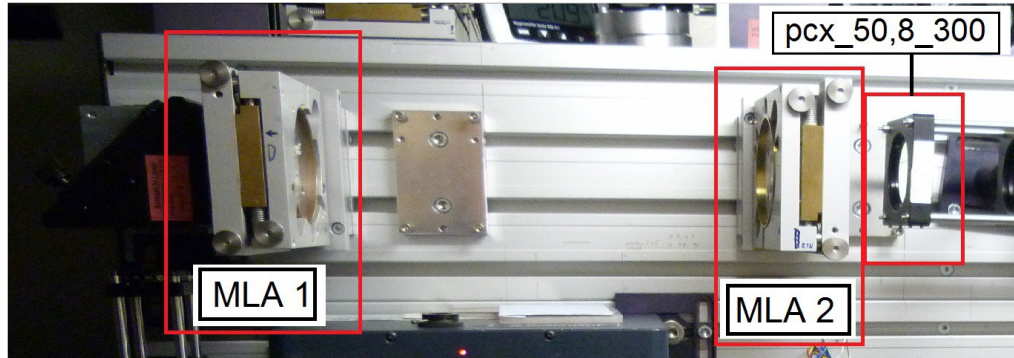


Abbildung 141: Strahlengang: Abbildender Integrator

Bedingt durch den typischen Aufbau von abbildenden Integratoren, besitzt die Strahlung nach der Maskenebene eine gewisse Divergenz. Zusätzlich gleicht die Fernfeldverteilung dem Beugungsmuster eines optischen Gitters, was auch aus der Intensitätsverteilung in der Maskenebene hervorgeht. Nahezu die gesamte Rohstrahlleistung wird in der quadratischen Ausgangsverteilung von etwa 2,4 x 2,4 mm deponiert (s. Kap. 4.1.2), wodurch die Intensität in der Maskenebene viel höher ist als bei der Homogenisierung mittels  $\pi$ -Shaper. Somit kann mit wesentlich geringerer Strahlleistung strukturiert werden. All dies sind Gründe, aus denen weder nichtlineare Effekte noch Plasmen während der Bearbeitung auftraten.

Zunächst wurde wieder versucht, die Wabenmaske abzubilden. Für die Strukturierung reichten hier bereits 75 mW bei 80 Pulsen. Es wurden weder Feldlinsen noch Vakuumküvette verwendet.



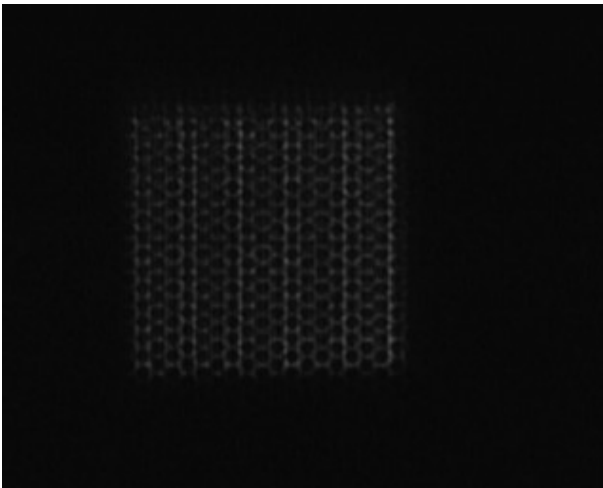


Abbildung 142: Maskenebene mit Integrator, Wabenmaske, keine Feldlinsen

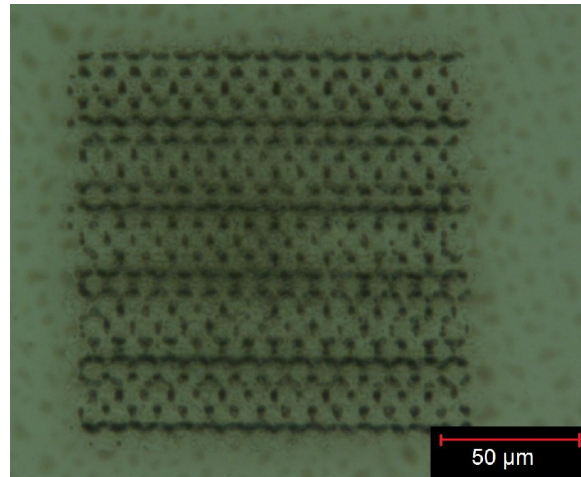


Abbildung 143: Abbildung mit Integrator, Wabenmaske, keine Feldlinsen

Die Konturen von Maskenebene und Abbildungsebene stimmen überein, was ein deutlicher Hinweis darauf ist, dass weder nichtlineare Effekte noch Plasmen auftraten. Was allerdings zu sehen ist, ist eine Schwebung zwischen Gitterperiode der Maske und der Periode der Intensitätsschwankungen in der Ausgangsverteilung des Integrators. Da sich diese aber nicht vermeiden lassen, kommen Integratoren im Allgemeinen nicht zur Maskenprojektion von Gittermasken in Frage.

Großflächige Masken wie Pfeilmaske 2 können problemlos abgebildet werden. Für den folgenden Abtrag wurden 31 mW mittlere Strahlleistung und 80 Pulse verwendet. Auf Feldlinsen und Küvette wurde ebenfalls verzichtet.



Abbildung 144: Maskenebene mit Integrator, Pfeilmaske 1, keine Feldlinsen

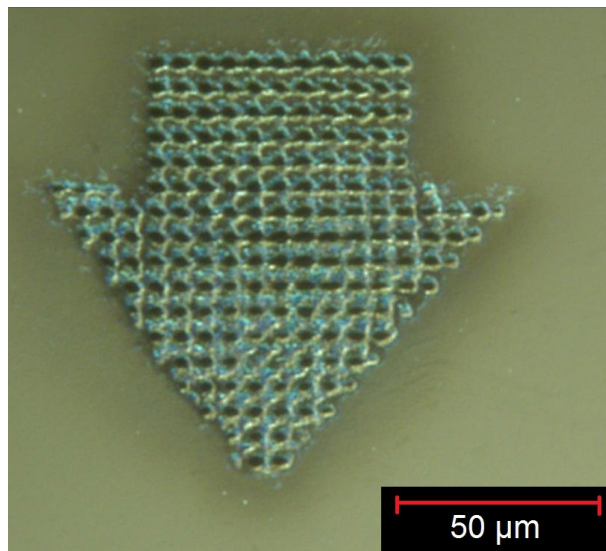
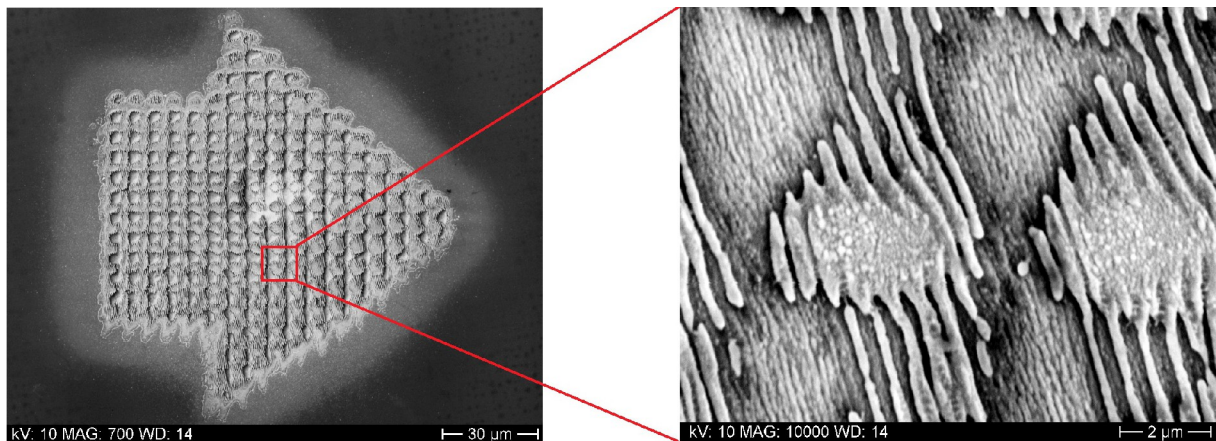


Abbildung 145: Abbildung mit Integrator, Pfeilmaske 1, keine Feldlinsen

Durch die typische Intensitätsverteilung in der Ausgangsebene entsteht eine Art Auflösung, mit der solche Masken abgebildet werden können. Zudem ist die Abtragstiefe innerhalb der Maskenkontur sehr inhomogen. Wie folgende rasterelektronenmikroskopische Aufnahme der



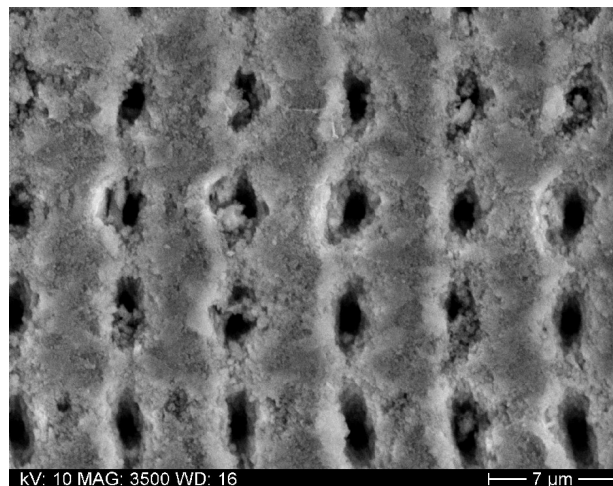
obigen Struktur zeigt, wechseln sich Bereiche mit hoher Abtragstiefe, gerippte Bereiche und Gebiete mit keinem oder wenig ablatiertem Material ab.



*Abbildung 146: Abbildung mit Integrator, Pfeilmasken 1, keine Feldlinsen REM-Aufnahme*

Derartige Substrukturen machen eine Anwendung der reinen Maskenprojektion mit Integratoren im Bereich der Mikroelektronik oder Spintronik nahezu unmöglich. Ein Einsatzgebiet wäre Markierung und Kopierschutz, wie er heutzutage für Brillanten in der Schmuckindustrie mittels Excimerlaser durchgeführt wird.

In einer abgewandelten Variante des Verfahrens könnten die Intensitätsmaxima der Ausgangsverteilung selbst zur Strukturierung verwendet werden. In dem folgenden Beispiel wurden Bohrungen in einen Silizium-Wafer eingebracht. Zur Strukturierung wurden 1000 Pulse bei einer Strahlleistung 51,5 mW verwendet.



*Abbildung 147: Silizium-Bohrungen mit abbildendem Integrator, ohne Feldlinsen, ohne Maske*

Die Bohrungen besitzen einen Abstand von  $5,9 \pm 0,1 \mu\text{m}$  und einen Durchmesser von 1,5 bis 4  $\mu\text{m}$ . Bei idealen Mikrolinsenarrays besitzen diese einen gleich bleibenden Abstand und

gleiche Bohrtiefen. Es ist zu vermuten, dass bei Halbleitern und Leitern die maximal erreichbare Bohrtiefe von der Schärfentiefe des Objektivs begrenzt wird. Bei transparenten Materialien könnten größere Tiefen möglich sein, aufgrund des selbstfokussierenden Kerr-Linsen-Effekts.

Denkbar wäre auch, das Substrat während der Bearbeitung mittels Linearachssystem kontinuierlich zu bewegen und gleichzeitig diverse Maxima mittels DLP oder LCD auszublenden. Auf die Art können parallele, gleich bleibend breite Linien mit unterschiedlichen Abtragstiefen gleichzeitig strukturiert werden. Sowohl Bohrungen als auch Linienabträge könnten Gegenstand weitergehender Untersuchungen sein.

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Es konnte gezeigt werden, dass Maskenprojektion mittels Femtosekundenlaserstrahlung möglich ist. Auch das Objektiv 4LO konnte alle Erwartungen erfüllen, da Strukturen bis  $2\text{ }\mu\text{m}$  abgebildet und abgetragen werden konnten, was im Bereich der Auflösungsgrenze des Objektivs liegt. Zudem konnte erwartungsgemäß ein Bereich der Maske mit  $6\text{ mm}$  Durchmesser inversionsfrei abgebildet werden.

Eine besondere Problematik entsteht durch die hohen Spitzenintensitäten der Femtosekundenpulse. Diese erzeugen Abbildungsfehler, die durch geometrische oder Wellenoptik allein nicht erklärbar sind. Zum Beispiel kommt es durch Multiphotonenabsorption in der Brennebene von Optiken zur Zündung eines Plasmas bei Luftatmosphäre und Normaldruck. Durch die freien Ladungsträger im Plasma werden Photonen gestreut und absorbiert, wodurch sie nicht mehr zur Abbildung beitragen. Es hat sich zudem gezeigt, dass dieser Effekt um so mehr Einfluss hat, je stärker die Strahlung fokussiert wird und je mehr Strahlleistung sich im Bereich der Nullordnung der Fernfeldverteilung einer Maskenkontur befindet. Als mögliche Lösungen des Problems hat sich die Verwendung von langbrennweitigen Feldlinsen herausgestellt. Durch eine größere Brennweite vergrößert sich auch der Strahldurchmesser im Fokus einer Optik. Gleichzeitig wird durch die Feldlinsen die Fourierebene im Bildraum in einen Bereich hinter der Abbildungsebene verschoben. Eine alternative Lösung könnte es sein, die Brennebenen der Maskenprojektionsanlage zu evakuieren.

Bei Ultrakurzpulslasern können verstärkt nichtlineare Effekte wie Frequenzkonversion und der Kerr-Linsen-Effekt in den Optiken auftreten. Ähnlich wie das Luftplasma treten diese im Bereich der Nullordnung auf, da dort die Intensität am größten ist. Im vorliegenden Fall waren nichtlineare Effekte vor allem in der letzten Linse des Objektivs 4LO zu beobachten, da dort der Strahldurchmesser innerhalb des Objektivs am kleinsten ist.

Der Einfluss von nichtlinearen Effekten und Plasmen auf die Abbildung hängt auch von der Maskenkontur ab. Es wurde festgestellt, dass dieser bei groben großflächigen Maskenkonturen größer ist. Es wird vermutet, dass dies mit der größeren Anzahl kleiner Raumfrequenzen zusammenhängt, aus denen derartige Konturen bestehen. Dieses Verhalten macht es auch schwer, eine eindeutige Grenze festzulegen, welche für eine tolerable Abbildungsqualität nicht überschritten werden darf. So müsste für die Maskenprojektionsanlage etwa bei jeder Maske eine Schwellleistung des Rohstrahls ermittelt werden.

Im Bereich der Strahlformung hat sich gezeigt, dass keine der etablierten Lösungen ein zufriedenstellendes Ergebnis liefert. Refraktive Strahlformer wie der  $\pi$ -Shaper benötigen eine genau definierte Eingangsverteilung. Diese ist für gewöhnlich gaußförmig. Es konnte gezeigt

werden, dass diese Art Strahlformer am sensibelsten gegenüber Änderungen des Eingangsprofils ist. Schon bei dem Strahlparameterprodukt von etwa 1,4 des Lasers CLARK CPA MXR 2010 funktionieren derartige Strahlformer nicht gut genug, um einen gleichmäßigen Abtrag in der Abbildungsebene zu gewährleisten. Es ist anzunehmen, dass dieses Verhalten bei allen Strahlformern mit kontinuierlichen Oberflächen in ähnlicher Form auftritt.

Im Gegensatz dazu war bei abbildenden Integratoren nahezu kein Einfluss von Änderungen des Eingangsstrahlprofils auf das Ausgangsstrahlprofil zu erkennen. Durch die Überlagerung der Teilstrahlen und die hohe räumliche Kohärenz der Strahlung bestand allerdings die Ausgangsverteilung aus gleichmäßig angeordneten Intensitätsschwankungen. Diese eignet sich nur bedingt zur Maskenprojektion. Im Gegensatz zur Strahlformung mittels  $\pi$ -Shaper hatten Plasmen oder nichtlineare Effekte keinen Einfluss auf die Abbildungsqualität. Es wird vermutet, dass diese aufgrund der hohen Divergenz und Fernfeldverteilung nach der Maskenebene auch gar nicht entstehen können. Ein möglicher Gegenstand weiterer Untersuchungen wäre die Eignung dieser Ausgangsverteilung zur Mikrostrukturierung selbst. Es wurde bereits gezeigt, dass es möglich ist, damit eine Reihe gleichmäßiger Bohrungen zu erzeugen. Die simultane Strukturierung von Linien unterschiedlicher Abtragstiefe wäre ebenso denkbar.

Eine mögliche alternative Strahlformung sind konstruierte Diffusoren. Es konnte gezeigt werden, dass deren Wirkungsweise zu einem gewissen Grad unabhängig ist vom Eingangsstrahlprofil. Es war zu erkennen, dass vor allem die Kondensorlinse Einfluss hat. Hier sollte sich der Schwerpunkt des Eingangsprofils auf der optischen Achse befinden. Sollte zudem ein konstruierter Diffuser zur Strahlformung verwendet werden, muss zum einen mit einer von Specklen durchsetzten Ausgangsverteilung gerechnet werden und zum anderen mit hohen Leistungsverlusten aufgrund der Streuung der Strahlung am Diffuser.

Für eine optimale Strahlformung müsste ein refraktiver, reflektiver oder diffraktiver Strahlformer gemäß Kapitel 2.2.2 entworfen werden, welcher speziell für das Rohstrahlprofil des Lasers CLARK MXR CPA 2010 angepasst ist. Die nachgewiesene Langzeitschwankung dieses Profils würde einen solchen Strahlformer aber unwirtschaftlich machen, da er bei jeder Änderung neu entworfen und hergestellt werden müsste. Eine Alternative wären hier adaptive Optiken wie etwa DMDs oder verformbare Spiegel. Dabei würde eine CCD-Kamera den Rohstrahl bei Ruhelage der Optik aufnehmen, woraus ein Computerprogramm dann die nötige Einstellung für bestimmte Zielverteilungen berechnet.

Inwiefern dies mit den heute zur Verfügung stehenden Mitteln möglich ist, sollte im Rahmen der Weiterentwicklung der Femtosekundenlasermaskenprojektion Gegenstand der Untersuchung sein.

# Literaturverzeichnis

- [BER09] Bertram, René : „Fluorlaser-Mikrobearbeitung von ausgewählten Materialien“. Mittweida, University of applied science, Fakultät MNI, Diplomarbeit, 2009
- [BIC08] A. Bich, J. Rieck, S. Dumouchel: „Multifunctional Micro-Optical Elements for Laser Beam Homogenizing and Beam Shaping“, in SPIE LASE, vol. 6879, num. A-25, PW08L-LA10-19, 2008.
- [BLE84] N. Bleistein: „Asymptotic expansion of Integrals“, New York: Dover 1984
- [BÖT06] Böttcher, René: „Mikrostrukturierung mittels Excimerlaser“, Hochschule Mittweida, Fakultat Mathematik Naturwissenschaften Informatik Diplomarbeit 2006 Mittweida
- [BRI92] Brigham, E. Oran: FFT – Schnelle Fourier-Transformation, München Wien, R. Oldenbourg Verlag, 1992
- [BUT03] Butz, Tilman: „Fouriertransformation für Fußgänger“. 3. Auflage. G.B. Teubner Verlag Wiesbaden 2003, ISBN 978-3-8348-0538-6
- [CLA01] Clark-MXR, Inc. : „System Components -2010 User Manual“, Version 1.2, 2001, 7300 West Huron River, MI 48130 U.S.A.
- [COH13] Coherent, Inc.: „Coherent StingRay Operator's Manual“ , 2013, 27650 SW 95th Ave., Wilsonville, OR 97070
- [COO01] Schutzrecht US-Patent 6178045 B1: „Spatial Ffilter for high power laser beam“ (2001-05-23). Thomas A. Cook, Robert A. Modavis.
- [DIC00] Dickey, Fred M., Holswade , Scott C.:“Laser Beam Shapeing Theory and Techniques“ Marcel Dekker Inc. New York, 200, ISBN 0 8247 0398 7
- [DIC96] Dickey, Fred M., Holswade , Scott C.:“Gaussian laserbeam shaping: test and evaluation“ in *Proc. SPIE* 2863, „Current Developments in Optical Design and Engineering VI“, 237, 1996
- [ERS07] Ersoy, Okan K.: Diffraction, Fourier optics and Imaging, Hoboken (US-NJ), Verlag John Wiley & Sons, Inc., 2007
- [FIE82] Fienup, J.R.: Phase retrieval algorithms: a comparison, Applied Optics Vol 21, No. 15, S. 2758-2769, Washington, DC, Optical Society of America, 1982
- [GER72] R. W. Gerchberg, W. O. Saxton: “A practical algorithm for the determination of

the phase from image and diffraction plane pictures” in *Optik* (35, 237–246 1972).

- [GOM12] Gómez, Carlos G.: „Laser Beam Shaping“ Brno University of Technology, Faculty of electrical engineering and communications, Masterthesis 2012
- [HUA99] XG Huang, MR Wang: „High-efficiency flat-top beam shaper fabricated by nonlithographic technique“ , in *Optical Engineering* 38(02), 208-213
- [HUY90] Huygens, Christiaan; Lommel, E. (Hrsg.): *Abhandlung über das Licht*, Leipzig, Verlag Wilhelm Engelmann, 1890
- [JAH11] Jahn, Falko: “Untersuchung von Methoden und Erstellung eines Programmmoduls zur computergestützten Berechnung von Diffraktiven Optischen Elementen (DOE)“, Fachhochschule Mittweida, Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften, Informatik, Masterarbeit, 2011
- [KRA13-1] Kratsch, Alexander: „Untersuchung des Homogenisierers  $\pi$ -Shaper 6\_6 TiS und dessen Integration in die Mikrobearbeitungsstation FS-150-10“, Fachhochschule Mittweida, Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften, Informatik, Forschungs- und Entwicklungsmodul 1, Mittweida 2013
- [KRA13-2] Kratsch, Alexander: „Optikdesign für ein Objektiv der Mikrostrukturierungsanlage FS-150-10“, Fachhochschule Mittweida, Fakultät Mathematik, Naturwissenschaften, Informatik, Forschungs- und Entwicklungsmodul 2, Mittweida 2013
- [KRE69] Schutzrecht US-Patent 3,476,463: „Coherent light optical system yielding an output beam of desired intensity distribution at a desired equiphase surface“ (1969-11-04). Justin L. Kreuzer.
- [LAS09] Laskin, Alexander: „Achromatic refractive beam shaping optics for broad spectrum laser applications“. *Proc. SPIE 7430, Laser Beam Shaping X*, 743003, August 21, 2009
- [LAS12] Laskin, Alexander; Williams, Gavin; Richard McWilliam: „Applying field mapping refractive beam shapers to improve holographic techniques“ . *Proc. SPIE 8281, Practical Holography XXVI: Materials and Applications*, 82810K , 2012; doi:10.1117/12.903615.
- [LIP97] Lipson, Stephen; Lipson, Henry; Tannhauser, David: *Optik*, Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 1997, ISBN 3540619127
- [LIU08] C. Liu, S. Zhang : „Study of singular radius and surface boundary constraints

- in refractive beam shaper design“ , Optics Express, Vol. 16, Issue 9, pp. 6675-6682 (2008)
- [MAL04] Malacara, Daniel; Malacara, Zacarias: „Handbook of Optical Design“, 2. Auflage, Marcel Dekker Inc., 2004, ISBN 0-8247-4613-6
- [MOR03] G. Michael Morris, Tasso R. M. Sales, Stephen Chakmakjian: „Engineered diffusers for display and illumination systems: Design, fabrication, and applications“, RPC Photonics, Inc., 330 Clay Road, Rochester, NY 14623
- [MUR98] J.D. Murray, D. Milam, C.D. Boley: „Spatial Filter Issues“, Third annual International Conference on Solid State Lasers for Application to Internal Confinement Fusion, University of California , Livermore 1998
- [PED02] Pedrotti, Frank I.: „Optik für Ingenieure“. 3. Auflage, Springer, April 2002, ISBN-10: 3540228136
- [PER98] Sidney Perkowitz: *Eine kurze Geschichte des Lichts. Die Erforschung eines Mysteries*. Deutscher Taschenbuch Verlag, München 1998, ISBN 3-423-33020-1.
- [RHO80] Patrick W. Rhodes and David L. Shealy, "Refractive optical systems for irradiance redistribution of collimated radiation: their design and analysis," Appl. Opt. 19, 3545-3553 (1980)
- [SAL03] Tasso R. M. Sales: „Structured microlens arrays for beam shaping“. Proc. SPIE 5175, Laser Beam Shaping IV, 109, Nov. 2003, doi:10.1117/12.510321.
- [SMI00] Smith, Warren J.: „Modern Optical Engineering“. 3. Auflage, McGraw-Hill Professional, Juli 2000, ISBN-10: 0071363602
- [STA86] JJ Stammnes : „Waves in Focal Regions“, Bristol: IOP Publishing, 1986
- [TRÄ07] Träger, Frank (Ed.): „Springer Handbook of Lasers and Optics“, Berlin Heidelberg, Springer-Verlag, 2007, ISBN 978-0-387-95579-7
- [ZHA03] S. Zhang, G. Neil, and M. Shinn, "Single-element laser beam shaper for uniform flat-top profiles," Opt. Express **11**, 1942-1948 (2003)

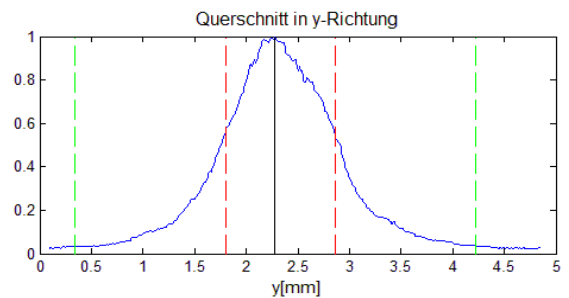
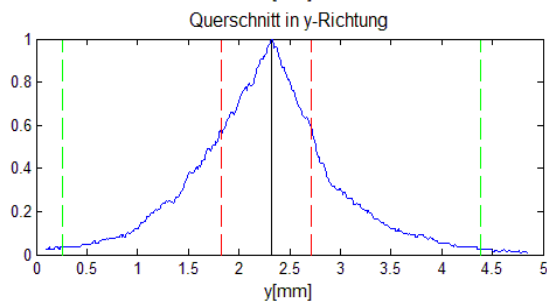
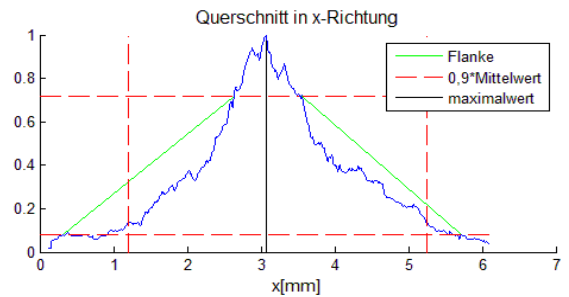
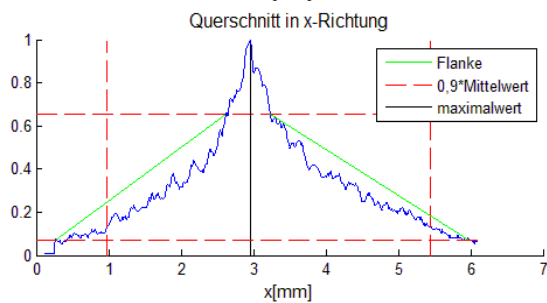
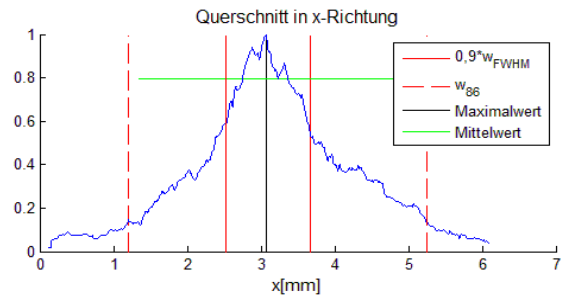
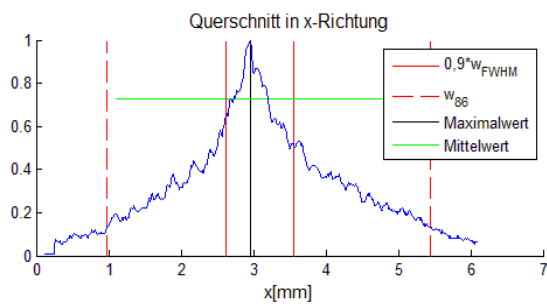
# Anhang

## Anlage 1

Querschnitte des Rohstrahls StingRay785

$s_2 = 175 \text{ mm}$

$s_2 = 1000 \text{ mm}$



## Anlage 2

- gemessene Leistungen hinter dem Homogenisierer
- die mittlere Leistung des Rohstrahls betrug 59 mW.



CLARK  
Homogenisierer  $\pi$ -Shaper  
Leistung(Aufweitung)

P(Hom) [mW]	Verlust [%]
51,4	12,94
50,5	14,41
50,3	14,71
49,8	15,59
49,8	15,59
48,4	17,94
47,9	18,82
47,2	20
45,5	22,94

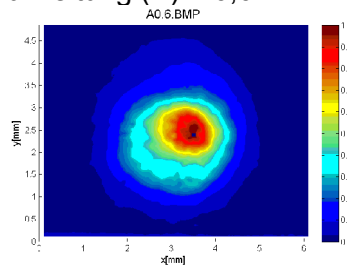
CLARK  
Homogenisierer Pi\_Shaper  
Leistung (Verschiebung)

P(Hom) [mW]	Verlust [%]
47,4	19,71
47,0	20,29
46,7	20,88
46,2	21,76
44,9	23,82
43,9	25,59
42,5	27,94
40,6	31,18
38,7	34,41
37,0	37,35

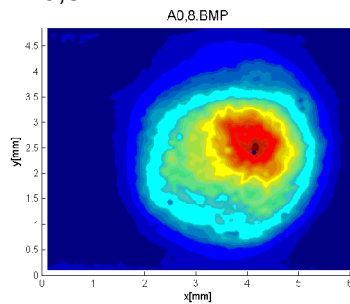
### Anlage 3

- Ausgangsprofile des  $\pi$ -Shapers bei Variation der Rohstrahlaufweitung
- Strahlquelle: CLARK MXR CPA 2010

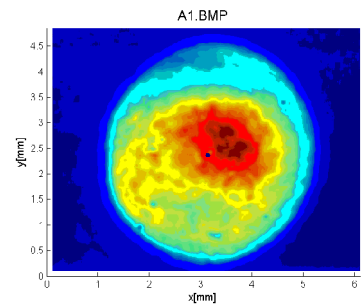
Aufweitung (A) = 0,6



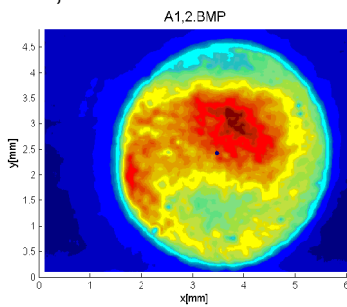
A = 0,8



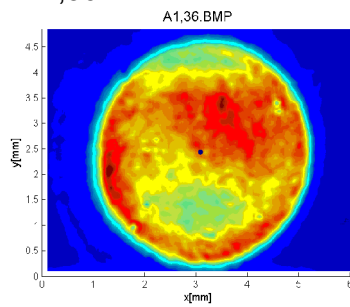
A = 1



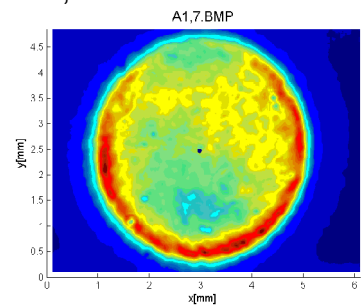
A = 1,2



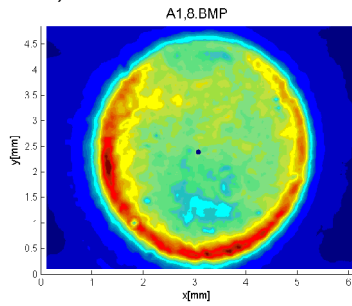
A = 1,36



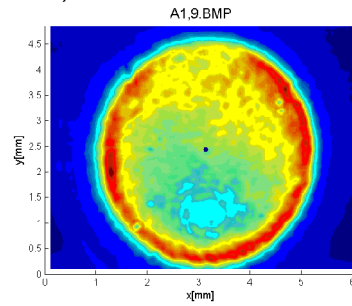
A = 1,7



A = 1,8



A = 1,9



## Anlage 4

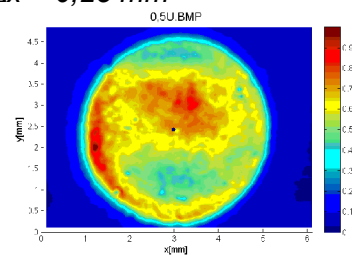
$\pi$ -Shaper: CLARK MXR CPA 2010

Kennwerte Homogenisierung bei verschiedenen Aufweitungen

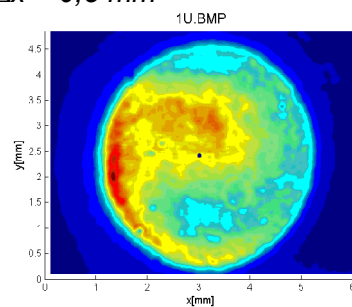
$T_a$ [°]	Verlust [%]	Mittelwert	U [°]	Us [°]	ml [°]	mr [°]
0,48	13,82	0,81	0,4038	0,0128	0,7006	1,1484
0,64	15,88	0,72	0,4861	0,0197	0,8250	1,5807
0,8	16,18	0,78	0,3590	0,0117	2,1346	2,2717
0,96	16,47	0,73	0,3637	0,0050	3,8364	2,4022
1,09	17,94	0,73	0,2335	0,0034	5,8431	10,6701
1,23	18,82	0,63	0,2123	0,0028	4,2764	8,0776
1,36	20	0,56	0,1629	0,0013	4,1602	6,6861
1,44	23,24	0,52	0,2111	0,0015	3,5594	6,1960
1,52	24,71	0,54	0,2940	0,0026	4,0807	6,0507

## Anlage 5

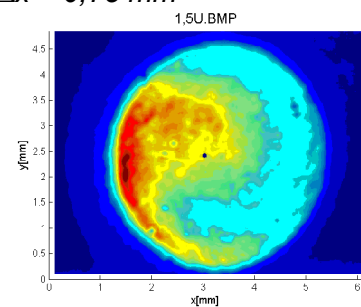
$\Delta x = 0,25 \text{ mm}$



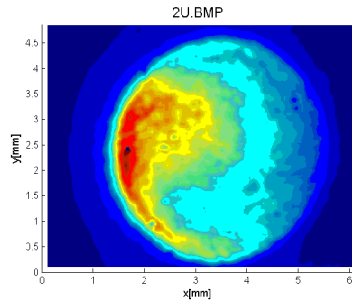
$\Delta x = 0,5 \text{ mm}$



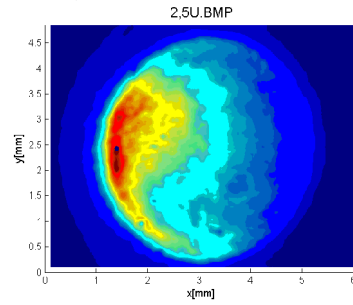
$\Delta x = 0,75 \text{ mm}$



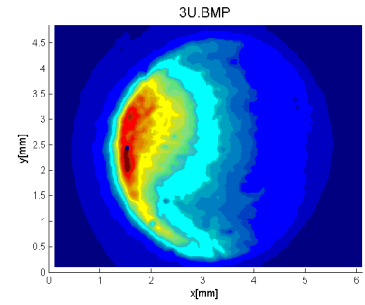
$\Delta x = 1 \text{ mm}$



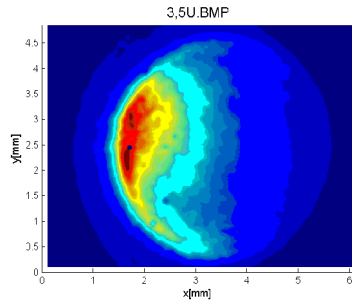
$\Delta x = 1,25 \text{ mm}$



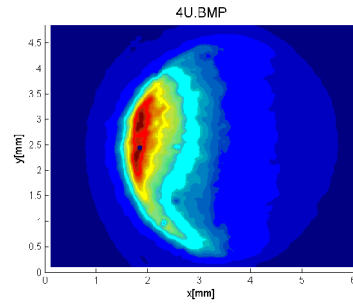
$\Delta x = 1,5 \text{ mm}$



$\Delta x = 1,75 \text{ mm}$



$\Delta x = 2 \text{ mm}$



## Anlage 6

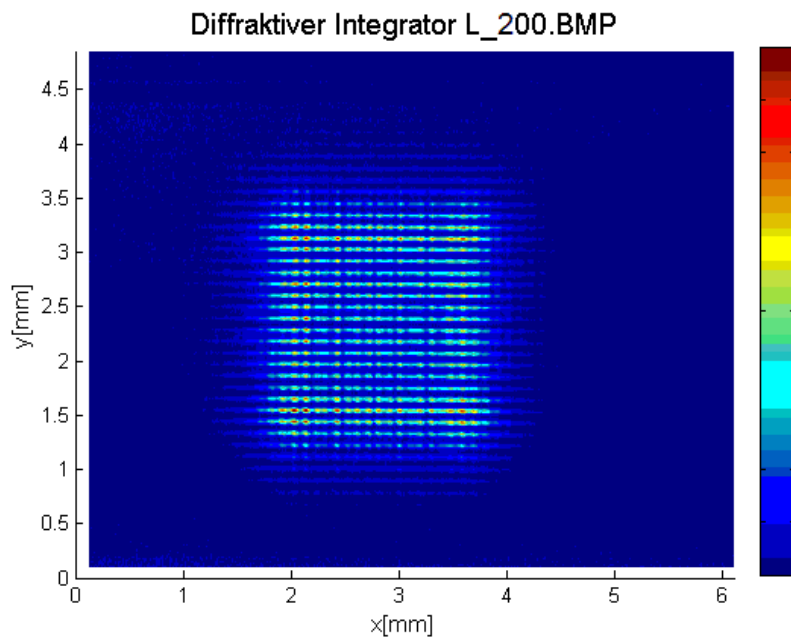
CLARK

Kennwerte d. Homogenisierung bei Verschiebung um x

verschiebung [m]	$T_b$ []	Mittelwert	U []	Us []	ml	mr
0,25	0,08	0,66	0,23	0	4,93	6,1
0,5	0,15	0,64	0,32	0	3,55	0,99
0,75	0,23	0,65	0,44	0,01	2,96	0,68
1	0,31	0,65	0,47	0,01	2,44	0,42
1,25	0,38	0,68	0,44	0,02	1,73	0,23
1,5	0,46	0,69	0,48	0,02	1,23	0,21
1,75	0,54	0,72	0,52	0,02	1,14	0,22
2	0,61	0,76	0,42	0,02	0,94	0,21

## Anlage 7

- ungeglättete Ausgangsverteilung eines diffraktiven Integrators
- Strahlquelle: CLARK MXR CPA 2010



## Anlage 8

- Die mittlere Strahlleistung betrug 59 mW
- gemessene Leistung hinter den Mikrolinsenrrays (MLA = MLA1 + MLA2) und
- gemessene Leistungen gesamt = MLA1+MLA2+pcx\_50,8\_300

CLARK

Homogenisierer MLA

Leistung (Verschiebung um  $\Delta x$ )

P(MLA) [mW]	P(gesamt) [mW]
55,4	53,4
54,8	53,6
54,5	53,4
54,7	52,8
54,5	53,3
54,5	53,1
54,0	52,6
54,5	52,2
54,1	52,2
54,1	52,1

CLARK

Homogenisierer MLA

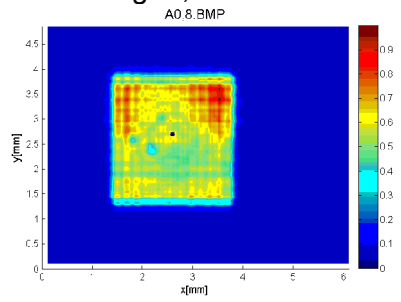
Leistung(Aufweitung)

P(MLA) [mW]	P(gesamt) [mW]
56,4	55,01
56,4	54,84
56,6	54,84
56,6	54,84
56,4	54,84
56,2	54,66
55,9	54,14
55,7	53,79
55,2	53,45

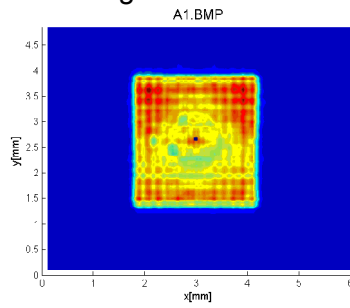
## Anlage 9

- Ausgangsprofile bei Homogenisierung mittels MLA bei Variation der Rohstrahlaufweitung (jeweils oben: geglättetes Profil; unten: ungeglättet)
- Strahlquelle: CLARK MXR CPA 2010

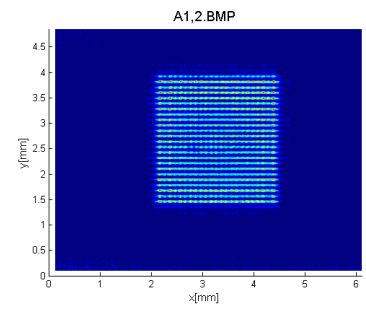
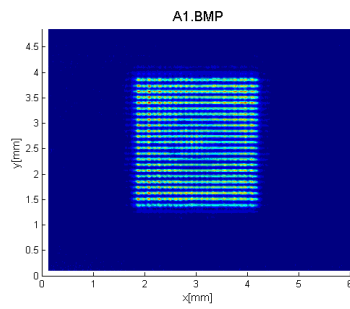
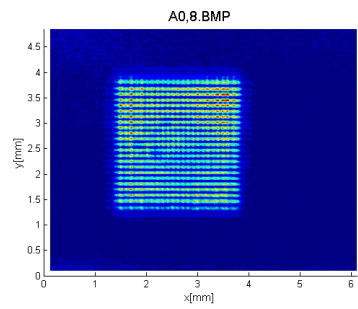
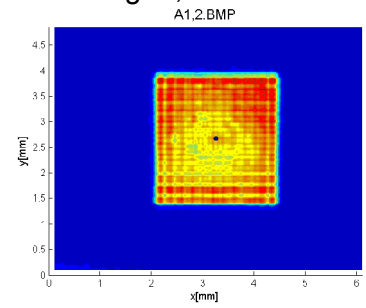
Aufweitung=0,8



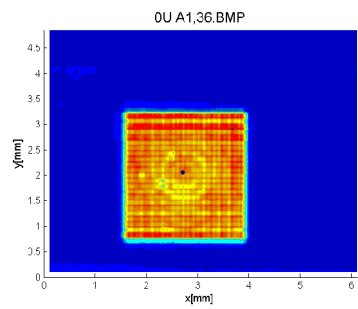
Aufweitung=1



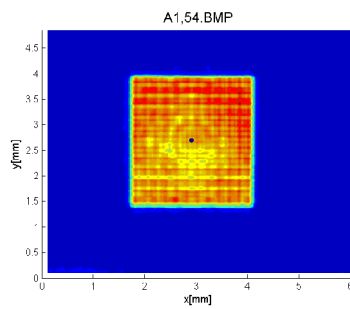
Aufweitung=1,2



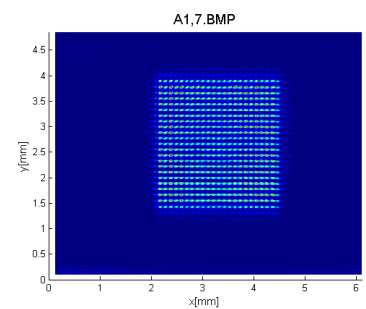
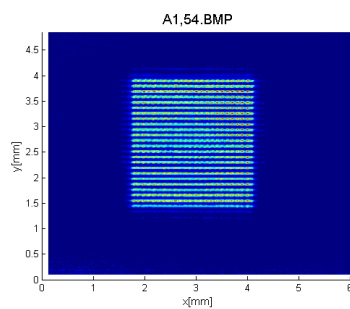
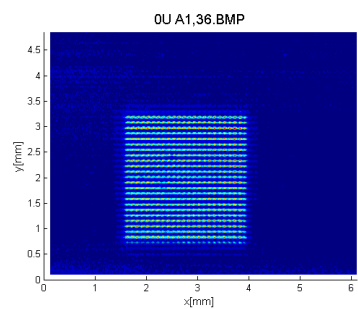
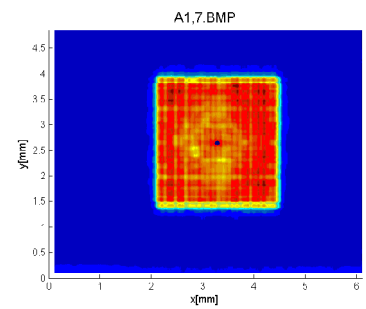
Aufweitung=1,36



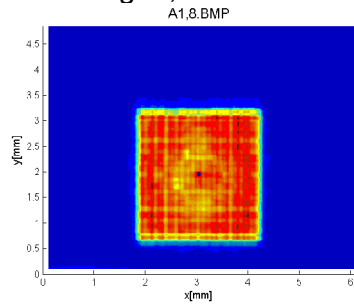
Aufweitung=1,54



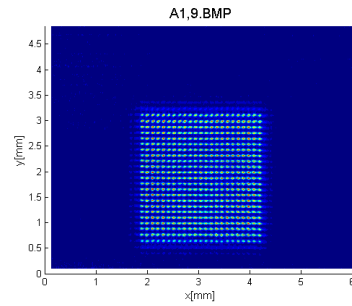
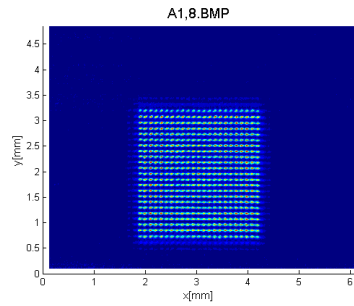
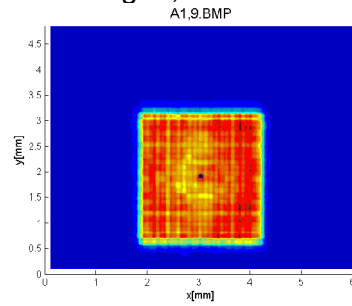
Aufweitung=1,7



Aufweitung=1,8



Aufweitung=1,9



## Anlage 10

CLAK

Homogenisierer MLA

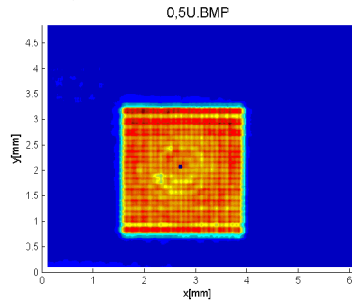
Kennwerte der Homogenisierung bei versch. Aufweitungen

Aufweitung	$T_a$	Mittelwert	U []	Us []	ml	mr
0,6	0,48					
0,8	0,64	0,57	0,31	0,0020	6,16	6,89
1	0,8	0,64	0,35	0,0036	8,69	8,69
1,2	0,96	0,69	0,27	0,0018	10,93	10,15
1,36	1,09	0,75	0,23	0,0013	9,72	10,37
1,54	1,23	0,69	0,25	0,0010	9,45	10,9
1,7	1,36	0,79	0,26	0,0030	8,97	7,68
1,8	1,44	0,78	0,22	0,0032	8,98	8,08
1,9	1,52	0,76	0,28	0,0031	8,76	9,28

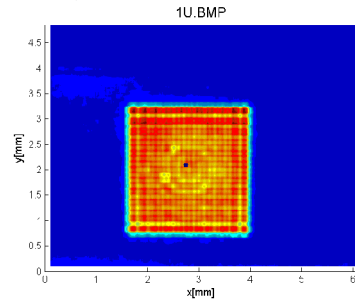
## Anlage 11

- Ausgangsprofile bei Homogenisierung mittels MLA bei Verschiebung um  $\Delta x$  (jeweils oben: geglättetes Profil; unten: ungeglättet)
- Strahlquelle: CLARK MXR CPA 2010
- die Aufweitung betrug 1,36

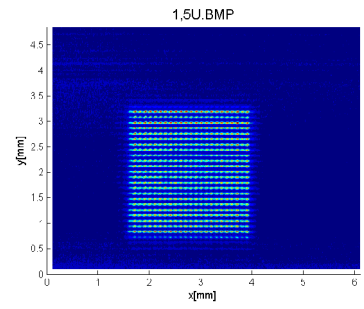
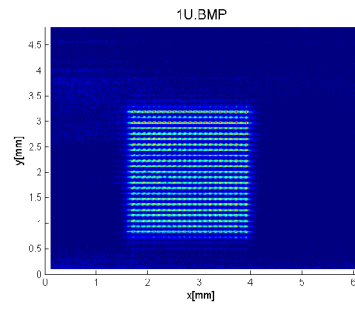
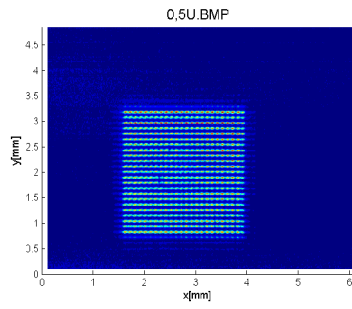
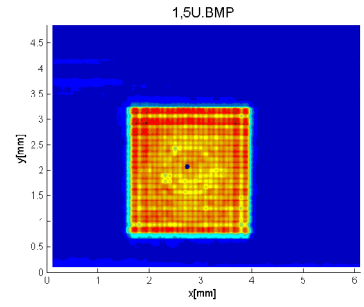
$\Delta x = 0,25 \text{ mm}$



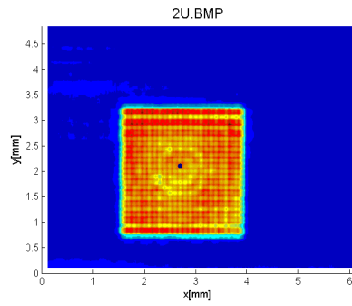
$\Delta x = 0,5 \text{ mm}$



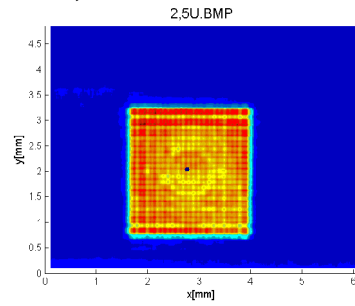
$\Delta x = 0,75 \text{ mm}$



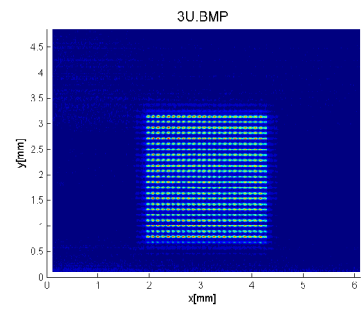
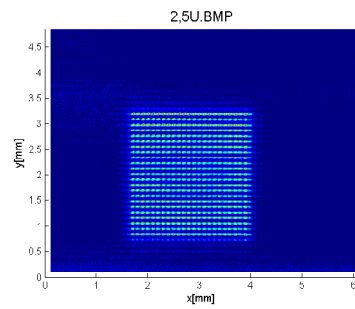
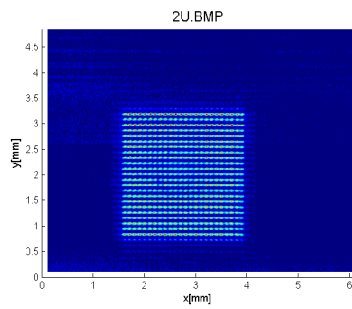
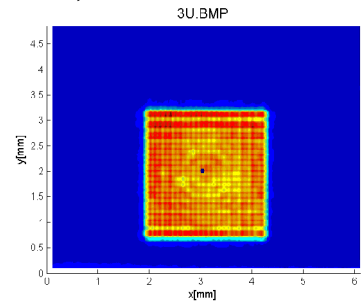
$\Delta x = 1 \text{ mm}$



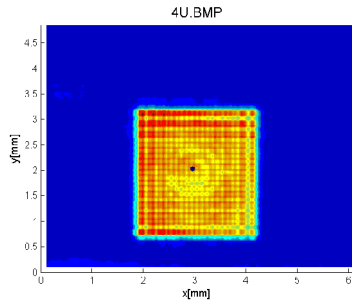
$\Delta x = 1,25 \text{ mm}$



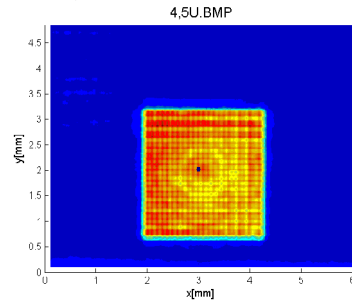
$\Delta x = 1,75 \text{ mm}$



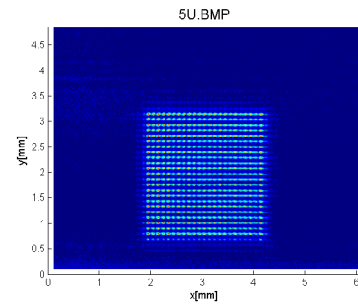
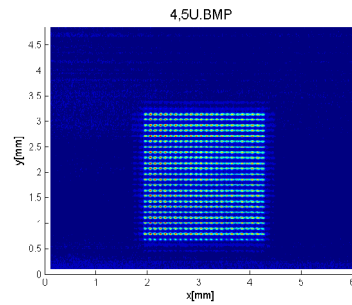
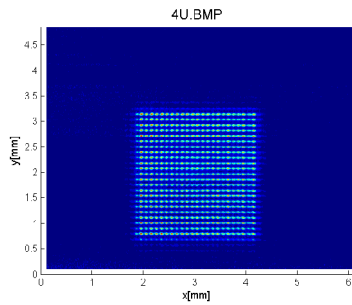
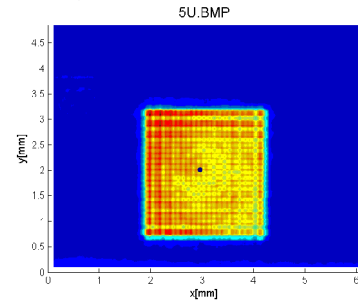
$\Delta x = 2 \text{ mm}$



$\Delta x = 2,25 \text{ mm}$



$\Delta x = 2,5 \text{ mm}$



## Anlage 12

CLARK

Homogenisierer MLA

Kennwerte bei Verschiebung um  $\Delta x$

$\Delta x$ [mm]	$T_b$	Mittelwert	U []	Us []	ml	mr
0,25	0,08	0,74	0,23	0,0012	9,03	10,16
0,5	0,15	0,71	0,18	0,0010	8,55	10,38
0,75	0,23	0,72	0,17	0,0010	9,24	10,56
1	0,31	0,7	0,21	0,0010	9,05	10,34
1,25	0,38	0,7	0,24	0,0018	9,55	9,55
1,5	0,46	0,76	0,21	0,0016	9,93	10,59
1,75	0,54	0,67	0,19	0,0012	8,96	8,96
2	0,61	0,7	0,19	0,0015	8,32	8,84
2,25	0,69	0,74	0,26	0,0026	8,96	10,15
2,5	0,77	0,71	0,24	0,0027	10,29	9,01

## Anlage 13

- Leistungsmessungen an Eng\_Diff bei Veränderung von  $s_3$
- Leistung hinter Aufweiter: 33,2 mW
- es wurde die Leistung in der Zielebene gemessen



Änderung über Verschiebung von pcx\_25,4\_150

s3[mm]	Leistung [mW]	Leistungsverlust (gesamt)
145	24,56	26,02
140	24,5	26,2
135	24,35	26,66
130	24,3	26,81
125	23,9	28,01
120	23,4	29,52
115	22,7	31,63
110	21,5	35,24
100	20,5	38,25
90	19	42,77
80	16,8	49,4

#### Anlage 14

- Es wurde der gesamte Homogenisiereraufbau parallel zum Strahl in x-Richtung verschoben
- Messung der Leistung fand in der Zielebene statt
- Verlust im Vergleich zu Eingangsleistung – Leistung in Zielebene

Leistung bei Verschiebung um  $\Delta x$

Homogenisierer Eng\_Diff

S4=20

S3=110

Verschiebung [mm]	Leistung [mW]	Verlust [%]
2,5	13	60,84
2,25	14,9	55,12
2	16,5	50,3
1,75	18	45,78
1,5	19,1	42,47
1,25	19,9	40,06
1	20,5	38,25
0,75	21	36,75
0,5	21,3	35,84
0,25	21,5	35,24
0	21,5	35,24

Homogenisierer Eng\_Diff

Leistung(Aufweitung)

S4=20

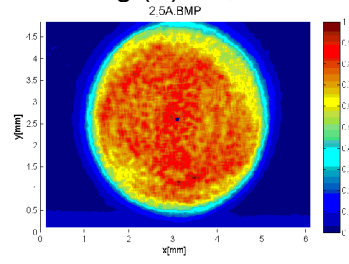
S3 = 110

Aufweitung	Leistung [mW]	Verlust [%]
2,5	22,7	31,63
2,75	21,45	35,39
3	20,2	39,16
3,25	20,15	39,31
3,5	19,51	41,23
3,75	19,33	41,78
4	18,5	44,28
4,25	17,8	46,39
4,5	17,35	47,74

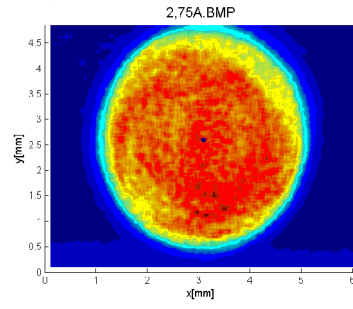
#### Anlage 15

- Strahlprofile für Eng\_Diff bei verschiedenen Aufweitungen
- jeweils oben: geglättetes Strahlprofil; unten: ungeglättetes Strahlprofil
- Rohstrahldurchmesser vor Aufweiter: 0,733 mm

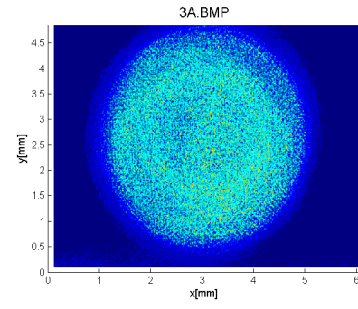
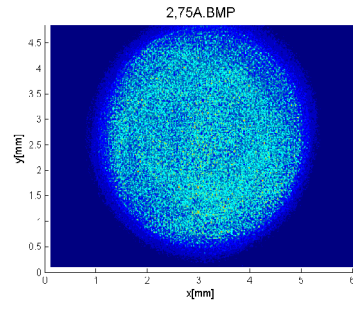
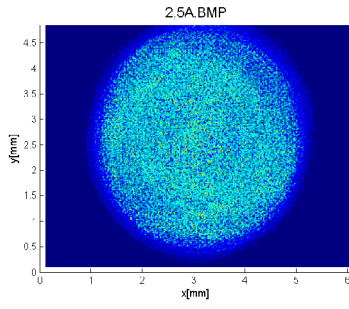
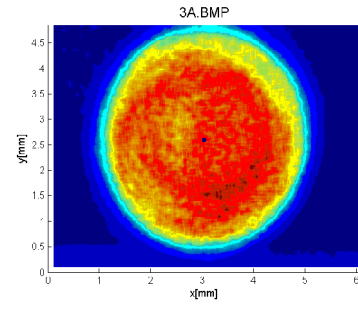
Aufweitung ( $A$ ) = 2,5



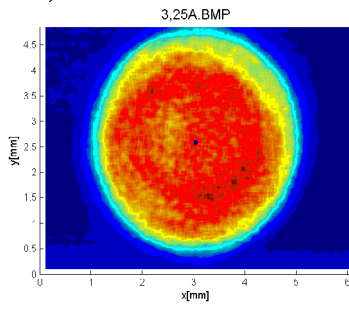
$A = 2,75$



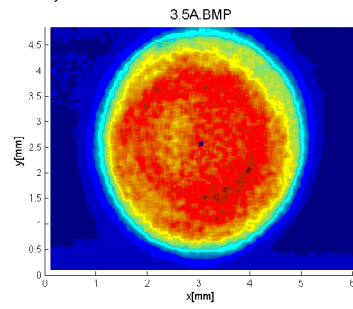
$A = 3$



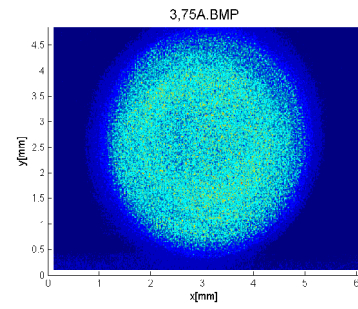
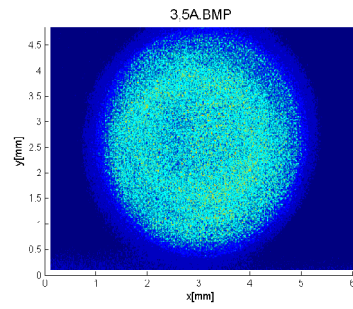
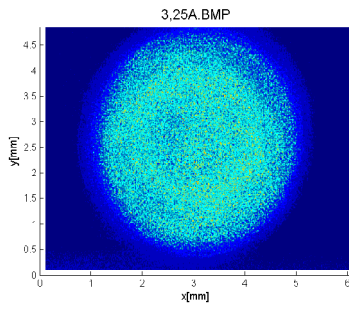
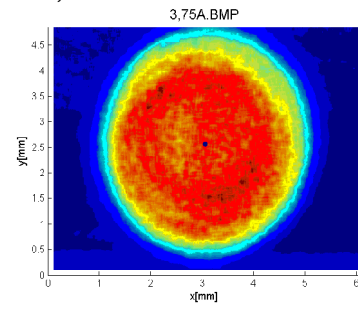
$A = 3,25$



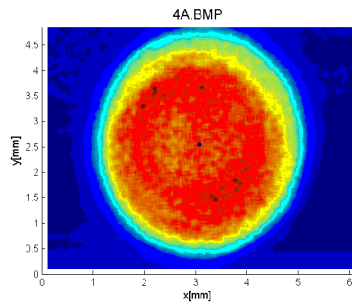
$A = 3,5$



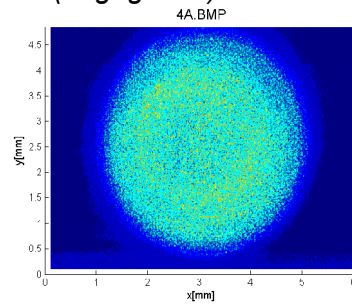
$A = 3,75$



$A = 4$



$A = (\text{ungeglättet})$



## Anlage 16

Werte der Homogenisierung bei verschiedenen Aufweitungen:

Eng\_Diff

S3=110

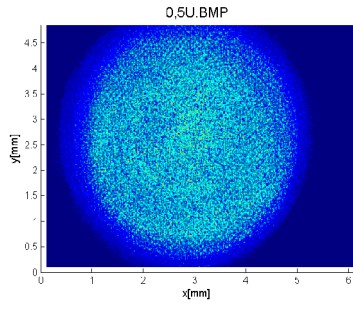
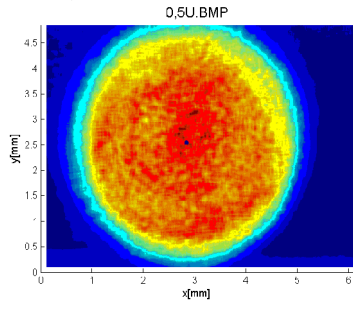
S4=20

$T_a$	Aufweitung	Mittelwert	U []	Us []	ml	mr
0,83	2,5	0,769	0,289	0,0029	5,69	4,25
0,92	2,75	0,783	0,273	0,0028	5,24	4,78
1	3	0,791	0,258	0,0030	5,14	4,7
1,08	3,25	0,804	0,228	0,0021	4,59	4,37
1,17	3,5	0,788	0,223	0,0021	4,55	4,13
1,25	3,75	0,799	0,206	0,0017	4,3	3,81
1,33	4	0,796	0,188	0,0013	4,33	3,58
1,42	4,25					
1,5	4,5					

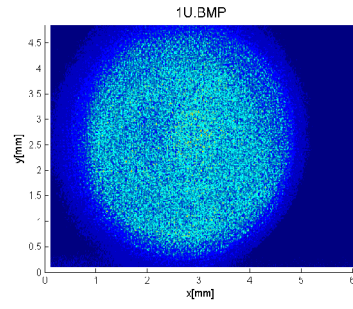
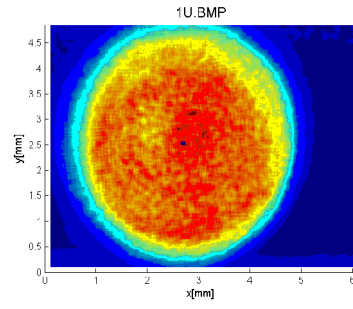
## Anlage 17

- Strahlprofile für Eng\_Diff bei Verschiebung um  $\Delta x$
- jeweils oben: geglättetes Strahlprofil; unten: ungeglättetes Strahlprofil
- Rohstrahldurchmesser vor Aufweiter: 0,733 mm; Aufweitung 3

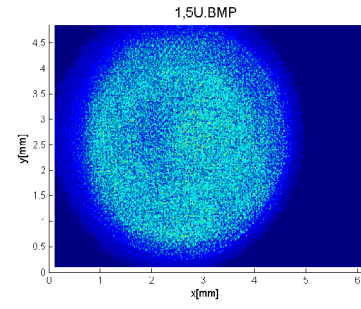
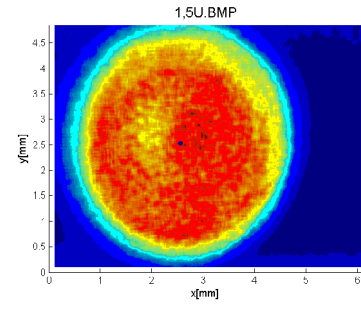
$\Delta x = 0,25 \text{ mm}$



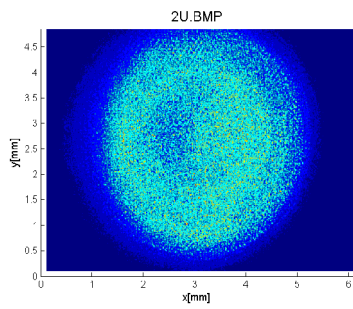
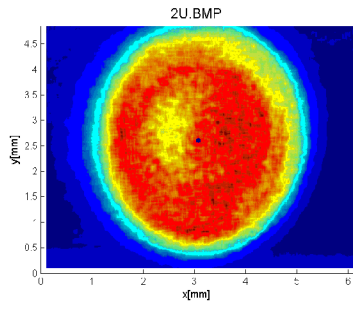
$\Delta x = 0,5 \text{ mm}$



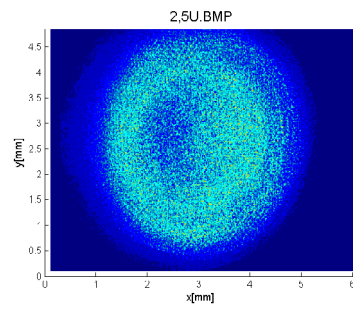
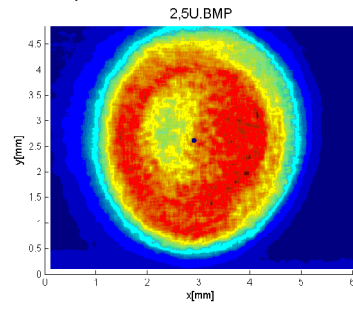
$\Delta x = 0,75 \text{ mm}$



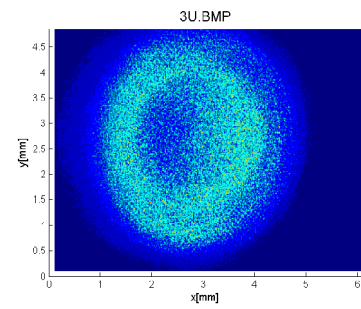
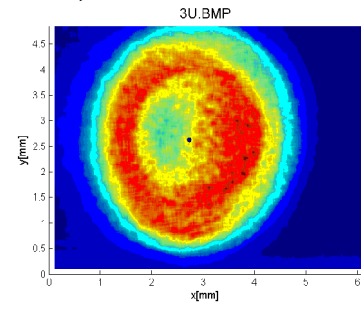
$\Delta x = 1 \text{ mm}$



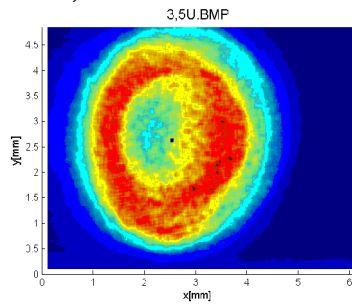
$\Delta x = 1,25 \text{ mm}$



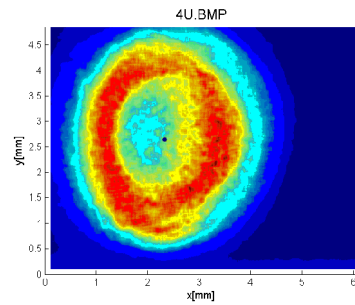
$\Delta x = 1,5 \text{ mm}$



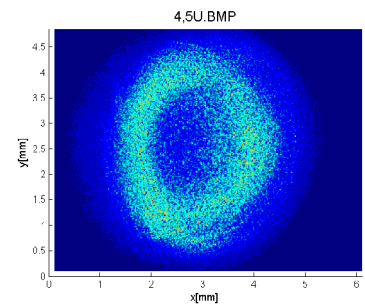
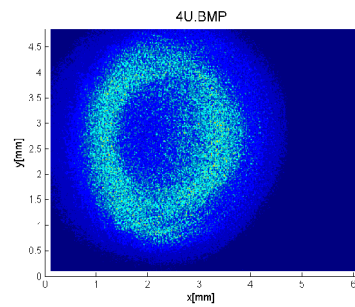
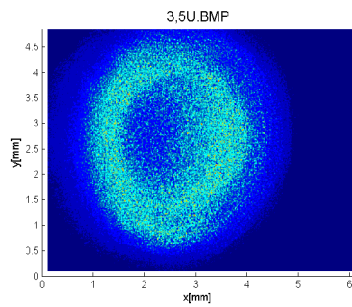
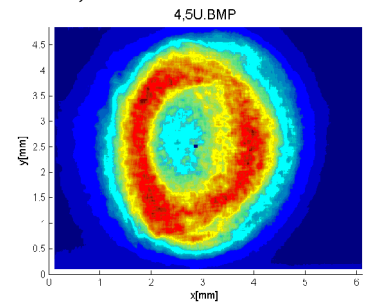
$\Delta x = 1,75 \text{ mm}$



$\Delta x = 2 \text{ mm}$



$\Delta x = 2,25 \text{ mm}$



## Anlage 18

Werte der Homogenisierung bei Verschiebung um  $\Delta x$

Eng\_Diff

Verschiebung um  $\Delta x$

S4=20

S3 = 110

$T_b$	Leistung [mW]	Mittelwert	U []	Us []	ml	mr
1,14	17,3	0,508	0,672	0,0264	1,2	1,47
1,02	18,6	0,581	0,658	0,0363	1,34	1,67
0,91	19,6	0,602	0,655	0,0318	2,43	1,74
0,8	20,3	0,652	0,598	0,0280	2,23	2,05
0,68	20,8	0,694	0,539	0,0215	2,74	2,82
0,57	21,3	0,743	0,458	0,0145	2,81	3,46
0,45	21,5	0,791	0,382	0,0083	2,99	4,14
0,34	21,5	0,783	0,356	0,0053	3,93	3,93
0,23	21,4	0,772	0,310	0,0036	3,8	3,99
0,11	21,27	0,766	0,281	0,0029	3,67	3,47
0	21					

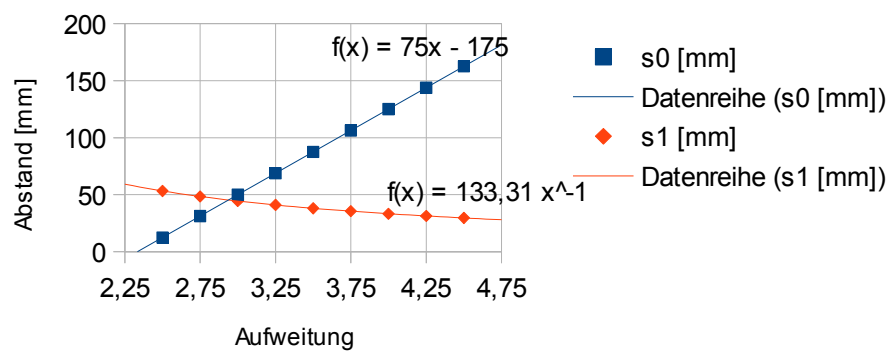
## Anlage 19

- Aufweiter für StingRay785
- Die Abstände wurden mit der Matrixmethode mit der Näherung für dünne Linsen an Luft ermittelt

Aufweitung	$s_0$ [mm]	$s_1$ [mm]
2,5	12,5	53,33
2,75	31,25	48,48
3	50	44,44
3,25	68,75	41,03
3,5	87,5	38,1
3,75	106,25	35,56
4	125	33,33
4,25	143,75	31,37
4,5	162,5	29,63

### Abstände

in Abhängigkeit der Aufweitung

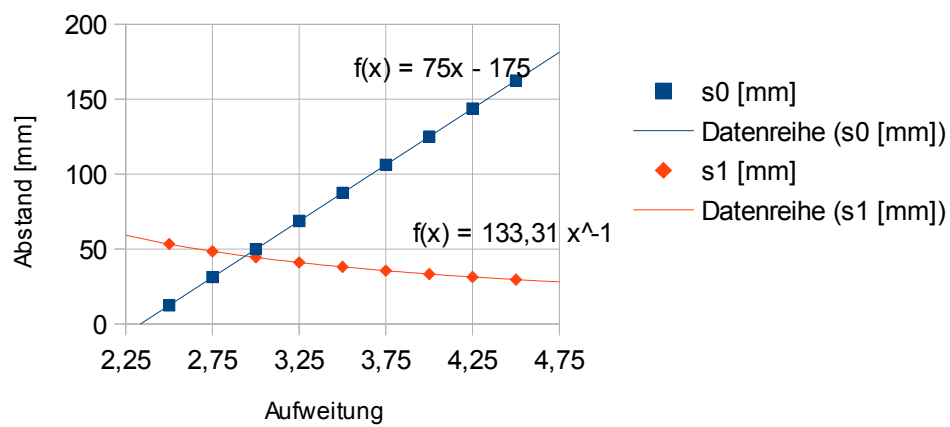


- Aufweiter für CLARK MXR 2010 CPA
- Die Abstände wurden mithilfe von WinLens 3D Basic v.1.2.4 ermittelt

Aufweitung	s <sub>0</sub> [mm]	s <sub>1</sub> [mm]	Gesamtlänge
0,48	173	24,35	197,35
0,57	163	40,65	203,65
0,66	153	52,35	205,35
0,83	133	68,65	201,65
1,01	113	79,25	192,25
1,19	93	86,7	179,7
1,36	73	92,2	165,2
1,54	53	96,45	149,45
1,7	33	99,8	132,8
1,81	23	101,3	124,3
1,89	13	102,55	115,55

## Abstände

in Abhängigkeit der Aufweitung





## Anlage 20

---

### Hauptprogramm: **Strahlanalyse.m**

- Programm wird aus Entwicklungsumgebung heraus gestartet
  - Ausgabe der gespeicherten Variablen erfolgt nach Belieben gemäß Quelltext (hier nicht angegeben)
- 

```
clear;
close all;
%Nutzt Windows-Datei-Öffnen-Standarddialog, gibt ausgewählte Datei inkl
Pfad aus
[Bmp_Name Bmp_Pfad] = uigetfile({'*.bmp','Bilddatei (*.bmp)'},'Bild laden');
Bild = im2double(imread([Bmp_Pfad Bmp_Name],'bmp'));
Bild=Bild(:,:,3);
oBild=Bild;

%Zum Testen von Gäußern: Bild wird durch Gauß ersetzt
%XX=ones(size(oBild,1),1)*(1:size(oBild,2));
%YY=(ones(size(oBild,2),1)*(1:size(oBild,1)))';
%oBild=3*exp(-2*((XX-nearest(size(oBild,2)/2)).^2+(YY-
nearest(size(oBild,1)/2)).^2)./(size(oBild,2)/20)^2);
%Bild=oBild;

% Größe CCD-Array
breite=6.235;
hoehe=4.957;

%Normieren auf 1:
Bild=norm21(Bild);
oBild=norm21(oBild);

%Gitter generieren:
[X,Y,dx,dy]=generate_Grid(hoehe,breite,Bild);
[oX,oY,odx,ody]=generate_Grid(hoehe,breite,oBild);

%Glätten des Bildes mit quadratischer rect-Funktion
%originalbild wird nicht geglättet
hb=0.1; %Kantenlänge der rect-Funktion in mm
Bild=Glaetten_Quadrat(hb,Bild,X,Y,dx,dy);

%Bild beschneiden:
ax=0.02; %Anteil des Bildes der vom Rand aus weggeschnitten wird
ay=0.02;
breite=breite*(1-ax);
```



```

hoehe=hoehe*(1-ay);
[X,Y,Bild]=Bild_beschneiden(ax,ay,X,Y,Bild);
[oX,oY,oBild]=Bild_beschneiden(ax,ay,oX,oY,oBild);

%Normieren auf 1:
oBild=norm21(oBild);
Bild=Bild-Bild(20);
Bild(Bild<0)=0;
Bild=norm21(Bild);

%Querschnitte erzeugen (eins wählen)
[QuerschnittX,QuerschnittY,Xschwer,Yschwer]=QuerschnitteSchwer(oBild,oBild);
%[QuerschnittX,QuerschnittY,Xschwer,Yschwer]=QuerschnitteMax(Bild);

%Strahlradius
%Xschwer=find(QuerschnittX==max(QuerschnittX)); %falls nötig auf
%Yschwer=find(QuerschnittY==max(QuerschnittY)); %Maximalwert konzentrieren
verh=(max(max(Bild))+min(min(Bild)))/2;
verh2=(max(max(Bild))+min(min(Bild)))/exp(2);
[Wfwhm,W86]=Strahlradius(Bild,Xschwer,Yschwer,verh); % für w86

Wx=breite/size(Bild,2)*abs(Wfwhm(1,1)-Wfwhm(1,2))
Wy=hoehe/size(Bild,1)*abs(Wfwhm(2,1)-Wfwhm(2,2))

%Wgx=breite/size(Bild,2)*abs(W86(1,1)-W86(1,2))
%Wgy=hoehe/size(Bild,1)*abs(W86(2,1)-W86(2,2))

%Strahlanalyse
[U,Us,a,b,Wfwhm90]=Strahl_Uniform(oBild,Wfwhm,Yschwer,0.8);
U=U
Us=Us
Mittelwert=mean(Wfwhm90)

[a1,a2]=Flankensteilheit(oBild,X,Xschwer,Yschwer,Wfwhm90);
ml=Wx*a1(3)
mr=Wx*a2(3)

%Markieren des Schwerpunktes
rg=5;
XX=ones(size(Bild,1),1)*(1:size(Bild,2));
YY=(ones(size(Bild,2),1)*(1:size(Bild,1)))';
Bild(rg^2 >= (XX-Xschwer).^2+(YY-Yschwer).^2)=0;

```

---

**Methode: norm21.m**

---

```
function[Bild_out]=norm21(Bild)
%normiert die Helligkeitswerte eines Bildes auf 1
%setzt den minimalen wert auf 0 um überstrahlungen heraus zu rechnen

Bild=Bild-min(min(Bild));
Bild_out=Bild*(1/max(max(Bild)));
end
```

---

**Methode: generate\_Grid.m**

---

```
function[X,Y,dx,dy]=generate_Grid(hoehe,breite,Bild)
% erzeugt ein Diskretes Gitter mit den tatsächlichen Abmessungen des Bildes
%(Größe der CCD_Matrix) beginnend bei 0
% X/Y: Array der x- bzw y-Werte
% dx/dy: finite Schrittweite in x bzw. y

dx=breite/size(Bild,2);
dy=hoehe/size(Bild,1);
X=0:dx:breite-dx;
Y=0:dy:hoehe-dy;
end
```

---

**Methode: Glaetten\_Quadrat.m**

---

```
function[Bild]=Glaetten_Quadrat(hb,Rohdaten,X,Y,dx,dy)
%Glättet das Bild mit einer Faltung der Bilddaten mit einer quadratischen
%rect-Funktion
% hb: Kantenlänge des Rechtecks in mm
% Rohdaten: Grauwerte des Bildes als Array
% X/Y: diskrete WErte der x- y-Koordinaten der Bildpunkte in mm
% dx/dy: finite Schrittweite, entspricht Pixelgröße in mm der CCD-Kamera

g=zeros(1,size(Rohdaten,2)); %für x-Richtung
g(nearest(0.5*size(Rohdaten,2)*(1-
hb/max(X))):nearest(0.5*size(Rohdaten,2)*(1+hb/max(X))))=1;

gc=zeros(1,size(Rohdaten,1)); %für y-Richtung
gc(nearest(0.5*size(Rohdaten,1)*(1-
hb/max(Y))):nearest(0.5*size(Rohdaten,1)*(1+hb/max(Y))))=1;
gc=gc';
```

```

for i=1:size(Rohdaten,1)
    fb = Rohdaten(i,:);
    ha=conv2(fb,g,'same').*dx;
    Bild(i,:)=ha(1:size(Rohdaten,2));
end
for j=1:size(Rohdaten,2)
    fc=Bild(:,j);
    hc=conv2(fc,gc,'same').*dy;
    Bild(:,j)=hc(1:size(Rohdaten,1));
end
end

```

---

### Methode: **Bild\_beschneiden.m**

---

```

function[Xneu,Yneu,Bild]=Bild_beschneiden(ax,ay,X,Y,Rohdaten)
% ax,ay: Anteil des Bildes der vom Rand aus weggeschnitten werden soll
% Rohdaten: Bild als n x m x 3 Array als HRS-Daten
% Generiert Matrix mit Helligkeitswerten der Rohdaten eines bmp-Bildes
% und schneidet den Rand weg

if ax==0 && ay==0
    Bild=Rohdaten;
elseif ax==0 && ay~=0
    Bild=Rohdaten(ceil(ay*size(Rohdaten,1)):ceil((1-ay)*size(Rohdaten,1)),:);
    Yneu=Y(ceil(ay*size(Y,2)):ceil((1-ay)*size(Y,2)));
elseif ax~=0 && ay==0
    Bild=Rohdaten(:,ceil(ax*size(Rohdaten,2)):ceil((1-ax)*size(Rohdaten,2)));
    Xneu=X(ceil(ay*size(X,2)):ceil((1-ay)*size(X,2)));
else
    Bild=Rohdaten(ceil(ay*size(Rohdaten,1)):ceil((1-ay)*size(Rohdaten,1)),ceil(ax*size(Rohdaten,2)):ceil((1-ax)*size(Rohdaten,2)));
    Xneu=X(ceil(ay*size(X,2)):ceil((1-ay)*size(X,2)));
    Yneu=Y(ceil(ay*size(Y,2)):ceil((1-ay)*size(Y,2)));
end
end

```

---

### Methode: **QuerschnitteSchwer.m**

---

```

function[QuerschnittX,QuerschnittY,Xschwer,Yschwer]=QuerschnitteSchwer(Bild,oBild)
% erzeugt Querschnitte entlang des Strahlschwerpunktes und gibt den

```

```
% Schwepunkt aus in Form der nächstliegenden Matrixindices
```

```
oBild(oBild<0.018)=0;  
XX=ones(size(oBild,1),1)*(1:size(oBild,2));  
YY=(ones(size(oBild,2),1)*(1:size(oBild,1)))';  
  
Xschwer=nearest(sum(sum(XX.*oBild))/sum(sum(oBild)));  
Yschwer=nearest(sum(sum(YY.*oBild))/sum(sum(oBild)));  
  
QuerschnittX=Bild(Yschwer,:);  
QuerschnittY=Bild(:,Xschwer);  
end
```

---

#### Methode: **QuerschnitteMax.m**

---

```
function[QuerschnittX,QuerschnittY,Xschwer,Yschwer]=QuerschnitteMax(Bild)  
% erzeugt Querschnitte durch das Maximum und gibt dieses in Form der  
% nächstliegenden Matrixindices aus  
  
Xschwer=find(max(Bild)==max(max(Bild)));  
Yschwer=find(max(Bild')==max(max(Bild')));  
Yschwer=Yschwer(1);  
Xschwer=Xschwer(1);  
  
QuerschnittX=Bild(Yschwer,:);  
QuerschnittY=Bild(:,Xschwer);  
end
```

---

#### Methode: **Strahlradius.m**

---

```
function[Wfwhm,W86]=Strahlradius(Bild,Xschwer,Yschwer,verh)  
%Bestimmt Strahlradien des Bildes nach Leistungseinschlussmethode und WFWHM  
%nach einfacher Halbierung.  
% verh = der Radius bei dem die Intensität (normiert auf 1) auf verh  
%      abgesunken ist wird ermittelt  
%Ausgabeform Matrix: Wfwhm = [Wfwhm_x1 Wfwhm_x2; Wfwhm_y1 Wfwhm_y2]  
%      W86 =[(Xschwer-rg) (Xschwer+rg);(Yschwer-rg) (Yschwer+rg)]  
%Alles in Form von Indices  
  
%% WFWHM:  
halbe=verh;  
%Xschwer=find(Bild(Yschwer,:)==max(Bild(Yschwer,:))); %nur wenn schwerpunkt  
und Maximum zu weit auseinander liegen
```

```

%X-Richtung:
QuerschnittXlinks=Bild(Yschwer,1:Xschwer);
QuerschnittXrechts=Bild(Yschwer,(Xschwer+1):size(Bild,2));
i=1;
c=0;
while c==0
    if QuerschnittXlinks(i)<=halbe && QuerschnittXlinks(i+1)>halbe
        c=1;
    end
    i=i+1;
end
Wfwhm_x1 = i;

i=size(QuerschnittXrechts,2);
c=0;
while c==0
    if QuerschnittXrechts(i)<=halbe && QuerschnittXrechts(i-1)>halbe
        c=1;
    end
    i=i-1;
end
Wfwhm_x2 = size(QuerschnittXlinks,2)+ i;

%Y-Richtung:
QuerschnittYlinks=Bild(1:Yschwer,Xschwer);
QuerschnittYrechts=Bild((Yschwer+1):size(Bild,1),Xschwer);

i=1;
c=0;
while c==0
    if QuerschnittYlinks(i)<=halbe && QuerschnittYlinks(i+1)>halbe
        c=1;
    end
    i=i+1;
end
Wfwhm_y1 = i;

i=size(QuerschnittYrechts,1);
c=0;
while c==0
    if QuerschnittYrechts(i)<=halbe && QuerschnittYrechts(i-1)>halbe
        c=1;
    end
    i=i-1;
end
Wfwhm_y2 = size(QuerschnittYlinks,1)+ i;

```

```

Wfwhm=[Wfwhm_x1 Wfwhm_x2; Wfwhm_y1 Wfwhm_y2];

%% W86

rg=1;
XX=ones(size(Bild,1),1)*(1:size(Bild,2));
YY=(ones(size(Bild,2),1)*(1:size(Bild,1)))';
Pges=sum(sum(Bild));
P=0;
count=0;
Bild2=zeros(size(Bild,1),size(Bild,2));

while (P/Pges < 0.865 && count < floor(size(Bild,1)/2))
    rg=rg+1;
    Bild2=Bild(rg^2 >= (XX-Xschwer).^2+(YY-Yschwer).^2);
    P=sum(sum(Bild2));

    count=count+1;
end

W86=[(Xschwer-rg) (Xschwer+rg);(Yschwer-rg) (Yschwer+rg)];

end

```

---

### Methode: **Strahl\_Uniform.m**

---

```

function[U,Us,a,b,Wfwhm90]=Strahl_Uniform(Bild,Wfwhm,Yschwer,anteil)
% Erzeugt die Werte U/Us welche die Uniformität eines Homogenisierten
% Strahlprofils bewerten
% Wfwhm90: Array der Werte innerhalb 90% des Wfwhm entlang des
% Schwerpunktes X
% Wfwhm: 2 x 2 Array mit den Werten des Strahlradius

Bereich=Bild(Yschwer,Wfwhm(1,1):Wfwhm(1,2));
a=nearest((1-anteil)/2)*size(Bereich,2);
b=nearest((1-(1-anteil)/2)*size(Bereich,2));
Wfwhm90=Bereich(a:b);

U=(max(Wfwhm90)-min(Wfwhm90))/max(Bereich);
Us=1/size(Wfwhm90,2)*sum((Wfwhm90-mean(Wfwhm90)).^2);
end

```

---

**Methode: Flankensteilheit.m**

---

```
function[a1,a2]=Flankensteilheit(Bild,X,Xschwer,Yschwer,Wfwhm90)
%bestimmt die Flankensteilheiten der rechten und linken Flanke des Profils
%und gibt diese auf die folgende Weise aus:
% links: a1=[xF1l xF2l ml]
% rechts a2=[xF1r xF2r mr]
% m = Anstiege (immer Positiv)
% xF = Koordinaten der Endpunkte der Geraden
% Wfwhm90 = Bereich des Strahlprofils der betrachtet wird für Bestimmung
der
% Uniformität

Mittelwert=mean(Wfwhm90);
Y1=0.1*Mittelwert;
Y2=0.9*Mittelwert;
Bild2l=Bild(Yschwer,1:Xschwer); %linke Seite des Querschnitts
Bild2r=Bild(Yschwer,(Xschwer+1):size(Bild,2)); %rechte Seite

%Xschwer=find(Bild(Yschwer,:)==max(Bild(Yschwer,:))); %nur wenn Schwerpunkt
und Maximum zu weit auseinander liegen
%Bild2r=Bild2r-Bild2l(20); % wenn Blindleistung über
%Mittelwert=Mittelwert-Bild2l(20); % 0.1 * Max
%Bild2l=Bild2l-Bild2l(20);
%eps=0.02;

i=1;
c=0;
while c==0
    if Bild2l(i)<=Y1 && Bild2l(i+1)>Y1
        c=1;
    end
    i=i+1;
    if i==size(Bild2l,2)
        i=1;
        Y1=Y1*1.02;
    end
end
xF1l = i;
Y1=0.1*Mittelwert;

i=1;
c=0;
while c==0
    if Bild2l(i)<=Y2 && Bild2l(i+1)>Y2
```

```

        c=1;
    end
    i=i+1;
    if i==size(Bild2l,2)
        i=1;
        Y2=Y2/1.02;
    end
end
xF2l = i;
Y2=0.9*Mittelwert;

%%

i=size(Bild2r,2);
c=0;
while c==0
    if Bild2r(i)<=Y1 && Bild2r(i-1)>Y1
        c=1;
    end
    i=i-1;
    if i==1
        i=size(Bild2r,2);
        Y1=Y1*1.02;
    end
end
xF1r=size(Bild2l,2)+i;

i=size(Bild2r,2);
c=0;
while c==0
    if Bild2r(i)<=Y2 && Bild2r(i-1)>Y2
        c=1;
    end
    i=i-1;
    if i==1
        i=size(Bild2r,2);
        Y2=Y2/1.02;
    end
end
xF2r=size(Bild2l,2)+i;

m1=(Y2-Y1)/(X(xF2l)-X(xF1l));
mr=-(Y2-Y1)/(X(xF2r)-X(xF1r));
a1=[xF1l xF2l m1];
a2=[xF1r xF2r mr];

end

```



## Danksagungen

Ich möchte an dieser Stelle dem Team des LHM danken, das mir nicht nur finanziell und materiell zur Seite stand sondern auch mit Rat und Tat. Dasselbe trifft natürlich auch auf meine Eltern zu, ohne die mein Studium wohl um einiges anstrengender gewesen wäre.

Die Entwickler von Textverarbeitungsprogrammen sollen an dieser Stelle natürlich nicht unerwähnt bleiben, ohne sie würde ich wahrscheinlich heute noch an dieser Arbeit schreiben. Und ein besonderer Dank an Albine Hemmerling, Großmutter und ehemalige Deutschlehrerin, und damit prädestiniert, dafür zu sorgen, dass auch die letzten Rechtschreibfehler verschwinden (warum sie das gern macht, ist mir ein Rätsel).

# Selbstständigkeitserklärung

Hiermit erkläre ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Literatur und Hilfsmittel angefertigt habe.

Stellen, die wörtlich oder sinngemäß aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht.

Diese Arbeit wurde in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Mittweida, den 27.01.2014

Alexander Kratsch